І. В. Сташкевіч

ФІЗІКА ЛАЗЕРАЎ

І. В. Сташкевіч

ФІЗІКА

ЛАЗЕРАЎ

Дапаможнік
для студэнтаў
фізічнага факультэта

Мінск
БДУ
2006

УДК 535:621.373.8(075.8)
ББК 22.343я7+32.86-5я7
С11

Рэкамендавана
Вучоным саветам фізічнага факультэта
22 верасня 2005 г., пратакол № 1

Р э ц э н з е н т ы:
доктар фізіка-матэматычных навук *А. Л. Тоўсцік*,
кандыдат фізіка-матэматычных навук *К. А. Саечнікаў*

Сташкевіч, І. В.
С11 Фізіка лазераў : дапам. для студэнтаў фіз. фак. / І. В. Сташкевіч. – Мінск : БДУ, 2006. – 88 с. : іл.
ISBN 985-485-602-X.

У дапаможніку разгледжаны прынцыпы работы лазераў, працэсы, якія адбываюцца ў актыўным рэчыве і рэзанатары лазера, прымяненне ў народнай гаспадарцы, коратка ахарактарызаваны ўласцівасці лазерных пучкоў, прыведзены энергетычныя схемы розных лазераў.
Для студэнтаў фізічнага факультэта БДУ.

УДК 535:621.373.8(075.8)
ББК 22.343я7+32.86-5я7

ISBN 985-485-602-X

© Сташкевіч І. В., 2006
© БДУ, 2006

УВОДЗІНЫ

Ідэі, якія маглі прывесці да стварэння лазера, былі сфармулява-ны яшчэ ў XIX ст. Так, меркаванне аб тым, што кванты святла з пэў-най частатой вымушаюць атам выпраменьваць энергію ў выглядзе святла той самай частаты, было выказана А. Эйнштэйнам яшчэ ў 1916 г. Гэтая з'ява і ляжыць у аснове функцыяніравання лазера. У 1940 г. расійскі фізік В. А. Фабрыкант адзначыў, што інтэнсіўнасць святла ў рэчыве з інверсіяй населенасці павінна ўзрастаць, а ў 1951 г. ён падаў заяўку на вынаходніцтва «Спосаб узмацнення элек-трамагнітных выпрамяненняў». Але работа В. А. Фабрыканта свое-часова не была апублікавана ў распаўсюджаных навуковых выдан-нях і таму не мела ўплыву на працэс стварэння першых лазераў. Пе-раломнай можна лічыць работу амерыканскіх даследчыкаў Ч. Г. Таўн-са і А. Л. Шаўлава, надрукаваную ў 1958 г., у якой яны сцвярджалі, што прынцыпы ўзмацнення звышвысокачастотных хваляў, на якіх пры вымушаным выпрамяненні працуе квантавы генератар у радыё-дыяпазоне (мазер), могуць быць распаўсюджаны і на аптычны дыя-пазон. А праз два гады амерыканскі прафесар Т. Г. Мэйман стварыў першы лазер, які складаўся з рубінавага кубіка з пасярэбранымі тар-цамі і імпульснай лямпы. У 1961 г. зроблены гелій-неонавы лазер, потым іншыя газаразрадныя, паўправадніковыя (1962) лазеры на растворах фарбавальнікаў (1966). Даволі хутка быў перакрыты дыя-пазон ад далёкага інфрачырвонага да ультрафіялетавага выпра-мянення.

Слова «ЛАЗЕР» з'яўляецца абрэвіятурай англійскага выразу **L**ight **A**mplification by **S**timulated **E**mission of **R**adiation (узмацненне святла пры вымушаным выпрамяненні).

1. ПРЫНЦЫПЫ РАБОТЫ ЛАЗЕРА

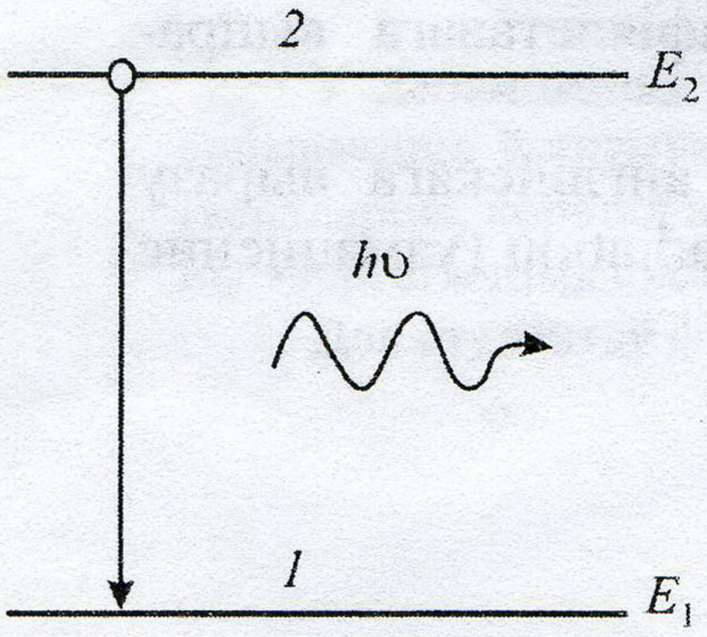
Коратка разгледзім асноўныя тыпы пераходаў паміж энергетычнымі ўзроўнямі рэчыва, а таксама ўмовы, пры якіх магчымы ўзмацненне святла і генерацыя.

1.1. Спантаннае выпрамяненне

З квантавай механікі вядома, што любая матэрыяльная сістэма мае дыскрэтны набор энергетычных станаў ці, як кажуць оптыкі, энергетычных узроўняў. Разгледзім прасцейшую сістэму энергетычных узроўняў рэчыва, якая складаецца з двух узроўняў (*1* і *2*) адпаведна з энергіямі E_1 і E_2 (рыс. 1.1).

Будзем казаць, што часцінка (атам або малекула) знаходзіцца на ўзроўні *2*, калі яе стан адпавядае энергіі E_2. Няхай узровень *1* будзе асноўным, г. зн. на ўзроўні *1* часцінка ў няўзбуджаным стане. Уявім сабе, што спачатку часцінка знаходзіцца на ўзроўні *2*. Энергія яе $E_2 > E_1$, таму яна будзе імкнуцца перайсці на ўзровень *1*. Пры гэтым пераходзе павінна выдзеліцца энергія $E_2 - E_1$. Калі гэтая энергія выпраменьваецца ў выглядзе электрамагнітнай хвалі, працэс называюць спантанным выпрамяненнем. Згодна з формулай Планка, частата выпрамянення будзе

$$\upsilon = \frac{E_2 - E_1}{h}, \qquad (1.1)$$



Рыс. 1.1. Спантаннае выпрамяненне

дзе h – пастаянная Планка.

Такім чынам, спантаннае выпрамяненне – гэта вылучэнне фатона з энергіяй $h\upsilon = E_2 - E_1$ пры пераходзе часцінкі з высокага на нізкі энергетычны ўзровень (гл. рыс. 1.1). Трэба заўважыць, што спантанны пераход на нізкі ўзровень магчымы і без выпрамянення фатона. У гэтым выпадку рознасць энергій $E_2 - E_1$ выдзяляецца ў якой-небудзь іншай форме. Часцей за ўсё яна пераходзіць у кінетычную энергію навакольных малекул.

Уявім, што ў момант t на ўзроўні *2* знаходзіцца n_2 часцінак (у адзінцы аб'ёму). Хуткасць пераходу іх з узроўню *2* на ўзровень *1* прапарцыянальна n_2. Значыць, можна запісаць

$$\frac{dn_2}{dt} = -An_2.$$

Множнік A прапарцыянальны верагоднасці спантаннага выпрамянення, або яшчэ яго называюць *каэфіцыентам Эйнштэйна*. Велічыню $\tau = 1/A$ называюць спантанным часам жыцця. Значэнне каэфіцыента A залежыць ад таго, якія пераходы з неабмежаванага набору іх у канкрэтным рэчыве мы разглядаем. Колькасць часцінак у адзінцы аб'ёму n, якія знаходзяцца на нейкім энергетычным узроўні, будзем называць населенасцю гэтага ўзроўню.

1.2. Вымушанае выпрамяненне

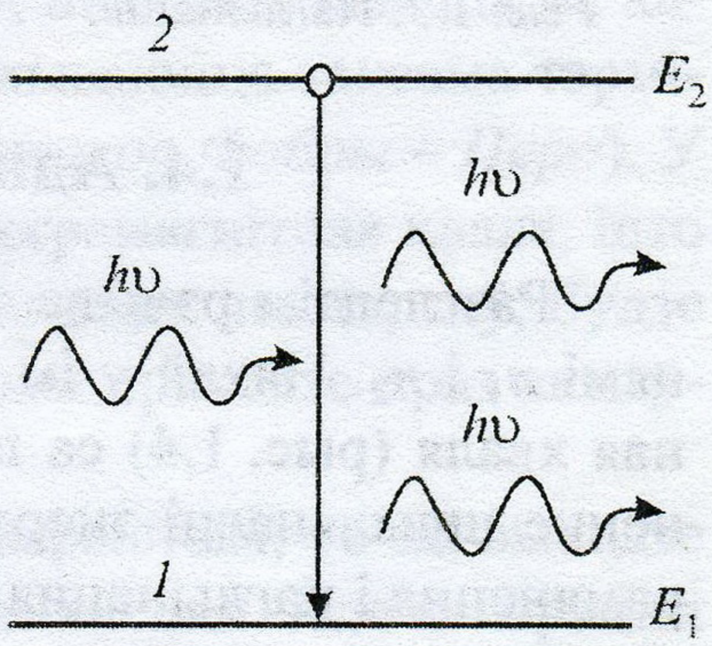
Няхай часцінка знаходзіцца на верхнім энергетычным узроўні *2* і на рэчыва падае электрамагнітная хваля з частатой υ, якая вызначаецца формулай (1.1). Паколькі частата знешняга і спантаннага выпрамяненняў супадае, існуе верагоднасць таго, што знешняя хваля прымусіць часцінку перайсці з узроўню *2* на ўзровень *1*. Пры гэтым рознасць энергій $E_2 - E_1$ вылучыцца ў выглядзе электрамагнітнай хвалі, якая дабавіцца да знешняй. Гэтая з'ява і называецца *вымушаным выпрамяненнем* (рыс. 1.2). Пры вымушаным выпрамяненні фаза і напрамак атрыманай хвалі супадаюць з фазай і напрамкам хвалі, якая ініцыіравала гэты працэс. Адпаведныя фатоны з'яўляюцца абсалютна аднолькавымі. Пры спантанным жа выпрамяненні фаза і напрамак выпрамененай хвалі могуць быць любымі.

Хуткасць вымушаных пераходаў таксама прапарцыянальна населенасці ўзроўню *2*:

$$\frac{dn_2}{dt} = -B_{21}Un_2, \qquad (1.2)$$

дзе $B_{21}U$ – велічыня, прапарцыянальная верагоднасці вымушанага пераходу.

Размернасць велічыні $B_{21}U$ такая ж, як і A, – секунда ў мінус першай ступені. Аднак верагоднасць вымушанага пераходу залежыць не толькі ад канкрэтнага пераходу, але і ад інтэнсіўнасці знешняй электрамагнітнай хвалі. Тут U – шчыльнасць энергіі выпрамянення (у боль-



Рыс. 1.2. Вымушанае выпрамяненне

шасці выпадкаў будзем выкарыстоўваць менавіта гэтую велічыню, а не інтэнсіўнасць, бо яна не звязана з характарыстыкамі рэчыва; сувязь жа яе з інтэнсіўнасцю наступная: $I = Uv$, дзе v – хуткасць святла ў рэчыве). Велічыня B_{21} прапарцыянальна сячэнню дадзенага пераходу і залежыць ад яго характарыстык.

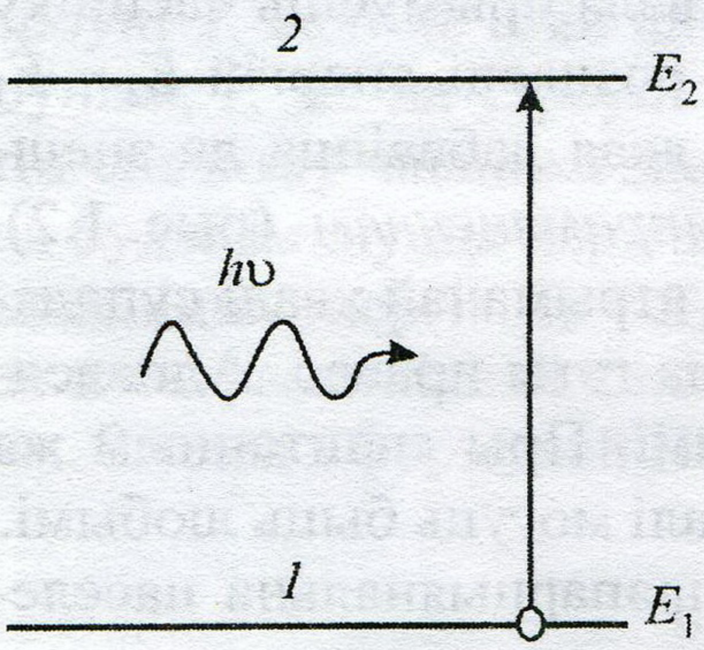
1.3. Паглынанне

Уявім цяпер, што спачатку часцінка знаходзіцца на ўзроўні *1*. Калі гэта асноўны ўзровень, то яна будзе заставацца тут да таго часу, пакуль якое-небудзь знешняе ўздзеянне не перавядзе яе ва ўзбуджаны стан. Нехай на часцінку падае электрамагнітная хваля з частатой υ, што вызначаецца формулай (1.1). Тады існуе верагоднасць, што часцінка пяройдзе на верхні ўзровень *2*. Патрэбная для пераходу энергія будзе ўзята з энергіі знешняй хвалі. Гэты працэс называецца *паглынаннем* (рыс. 1.3).

Па аналогіі з формулай (1.2) хуткасць паглынання вызначаецца раўнаннем

$$\frac{dn_1}{dt} = -B_{12} U n_1, \qquad (1.3)$$

дзе n_1 – колькасць часцінак у адзінцы аб'ёму, якія ў дадзены момант часу знаходзяцца на ўзроўні *1*. Велічыня B_{21} залежыць толькі ад характарыстык канкрэтнага пераходу.



Рыс. 1.3. Паглынанне

Трэба адзначыць, што для нявыраджаных узроўняў, як паказаў Эйнштэйн, $B_{12} = B_{21}$ – сячэнні вымушанага выпрамянення і паглынання, роўныя адно другому. Таму далей мы часта будзем B_{12} і B_{21} замяняць на B і называць велічыню B сячэннем дадзенага пераходу.

1.4. Адваротная сувязь і генерацыя

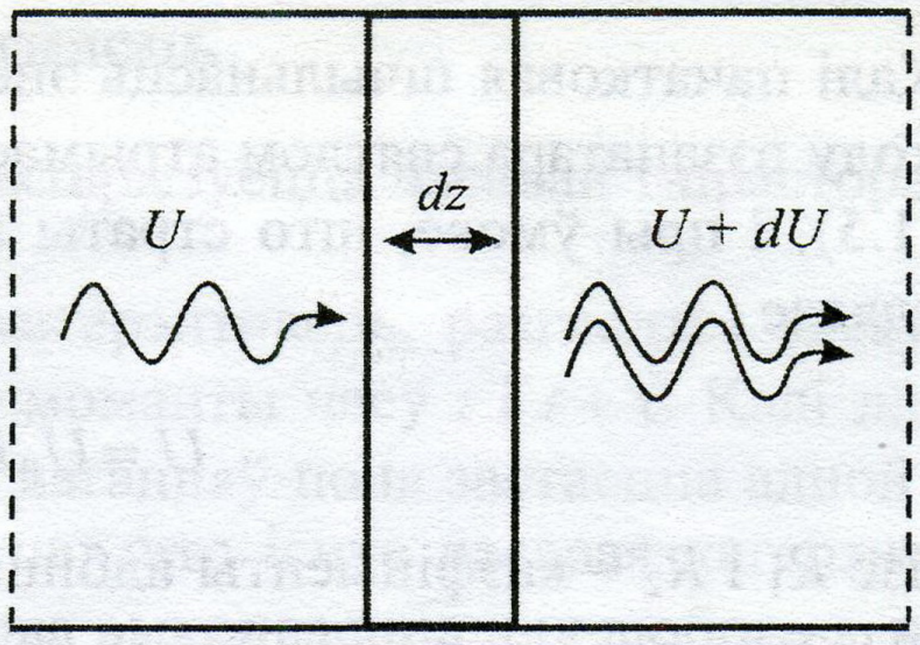
Разгледзім рэчыва, якое мае два энергетычныя ўзроўні з населенасцямі n_1 і n_2. Няхай у ім уздоўж восі z распаўсюджваецца электрамагнітная хваля (рыс. 1.4) са шчыльнасцю энергіі выпрамянення U. Тады змяненне шчыльнасці энергіі dU, абумоўленае працэсамі вымушанага выпрамянення і паглынання за час, калі хваля пройдзе слой dz, будзе

$$dU = (dn_2 - dn_1)h\upsilon = \left(\frac{dn_2}{dt} - \frac{dn_1}{dt}\right)h\upsilon dt, \quad dt = \frac{dz}{v},$$

$$dU = \left(\frac{dn_2}{dt} - \frac{dn_1}{dt} \right) \frac{h\upsilon}{\nu} dz, \qquad (1.4)$$

дзе $h\upsilon$ – энергія аднаго фатона; ν – хуткасць святла ў рэчыве. Ці з улікам (1.2), (1.3) можна запісаць

$$dU = BU \frac{h\upsilon}{\nu} (n_2 - n_1) dz. \qquad (1.5)$$



Рыс. 1.4. Змяненне шчыльнасці энергіі электрамагнітнай хвалі пры праходзе праз слой рэчыва таўшчынёй *dz*

З формулы (1.5) вынікае, што пры $n_2 > n_1$ рэчыва ўзмацняе святло, а пры $n_2 < n_1$ – паглынае. Пры тэрмадынамічнай раўнавазе населенасць энергетычных узроўняў адпавядае размеркаванню Больцмана. Калі n_2^e і n_1^e – населенасці ўзроўняў пры тэрмадынамічнай раўнавазе, то адносіны іх будуць роўнымі

$$\frac{n_2^e}{n_1^e} = e^{-\frac{E_2 - E_1}{kT}},$$

дзе k – пастаянная Больцмана; T – абсалютная тэмпература.

Такім чынам, пры тэрмадынамічнай раўнавазе $n_2 < n_1$ і рэчыва паглынае святло на частаце υ. Калі нам удасца дабіцца нераўнаважнага стану, пры якім $n_2 > n_1$, то рэчыва будзе дзейнічаць як узмацняльнік. У гэтым выпадку будзем казаць, што існуе інверсія населенасці, а рэчыва, у якім магчыма ўзмацненне, будзем называць актыўным рэчывам.

З радыёэлектронікі вядома: каб ператварыць узмацняльнік у генератар, трэба ўвесці дадатную адваротную сувязь. У лазеры яе атрымліваюць, размясціўшы актыўнае рэчыва паміж двума люстэркамі з высокімі каэфіцыентамі адбіцця. Такая сістэма люстэркаў, што знаходзяцца на адной аптычнай восі, называецца *рэзанатарам* (ужываюцца таксама тэрміны *аптычны рэзанатар*, *адчынены рэзанатар*, *эталон Фабры – Перо*). У рэзанатары, як паказана на рыс. 1.5, плоская электрамагнітная хваля, што распаўсюджваецца ў напрамку, перпендыкулярным да люстэркаў, будзе па чарзе адбівацца ад іх і ўзмацняцца пры кожным праходзе праз актыўнае рэчыва.

Калі адно з люстэркаў зрабіць часткова празрыстым, то на выхадзе можна атрымаць пучок монахраматычнага выпрамянення. Але генерацыя магчыма толькі пры выкананні парогавай умовы. Генерацыя пачынаецца тады, калі ўзмацненне актыўнага рэчыва кампенсуе страты ў рэзанатары.

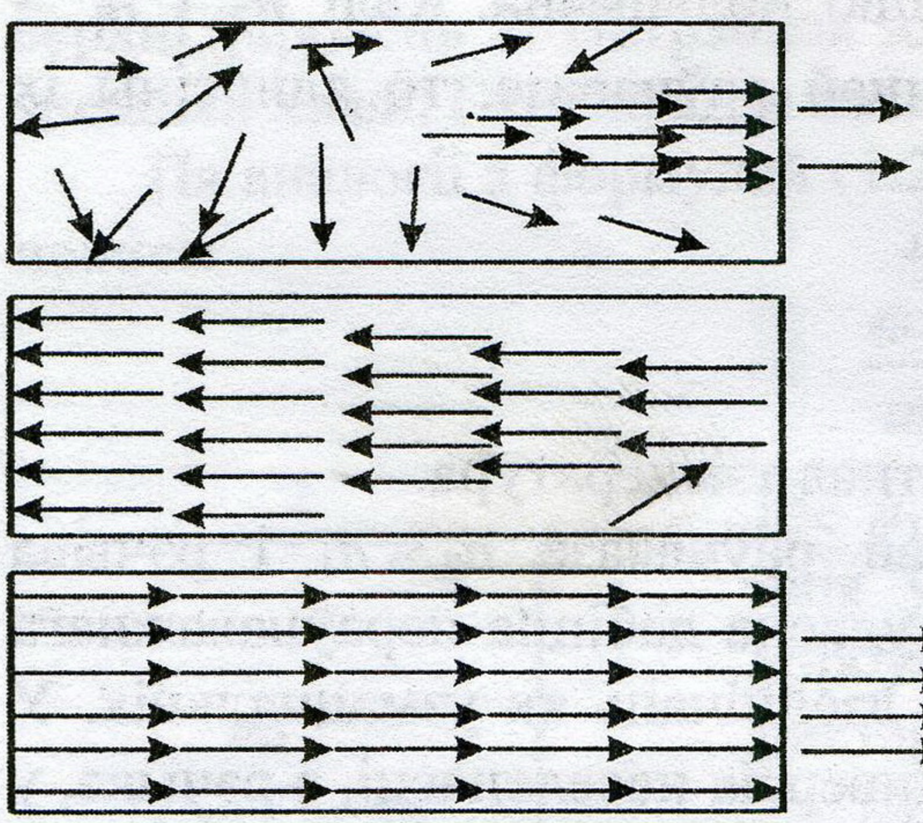
Калі пачатковая шчыльнасць энергіі ў рэзанатары была U_0, то пасля абходу рэзанатара святлом атрымаем шчыльнасць энергіі, праінтэграваўшы (1.5), і пры ўмове, што страты адбываюцца толькі на люстэрках, у выглядзе

$$U = U_0 R_1 R_2 e^{2B\frac{h\upsilon}{\nu}(n_2 - n_1)l}, \qquad (1.6)$$

дзе R_1 і R_2 – каэфіцыенты адбіцця люстэркаў; l – даўжыня актыўнага рэчыва.

Становішча, калі пасля абходу рэзанатара шчыльнасць энергіі выпрамянення не змянілася, $U = U_0$ будзем лічыць *парогам генерацыі*. Інверсію населенасцей, пры якой дасягаецца парог генерацыі, будзем называць *крытычнай інверсіяй*. З улікам (1.6) яна будзе

$$(n_2 - n_1)_k = -\frac{\ln(R_1 R_2)\nu}{2Blh\upsilon}.$$



Рыс. 1.5. Развіццё генерацыі са спантаннага выпрамянення ў рэзанатары

Як толькі дасягнута крытычная інверсія, генерацыя развіваецца са спантаннага выпрамянення. І сапраўды, фатоны, якія выпрамяняюцца ўздоўж восі рэзанатара, будуць памнажацца (рыс. 1.5). Інтэнсіўнасць у рэзанатары будзе расці, пакуль страты на люстэрках не зраўнуюцца з прыбыткам энергіі ад знешняй крыніцы. Тады ўсталюецца стацыянарны рэжым генерацыі.

2. УЛАСЦІВАСЦІ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОЎ

Для лазернага выпрамянення характэрна вельмі высокая ступень монахраматычнасці, кагерэнтнасці, накіраванасці і яскравасці.

2.1. Монахраматычнасць

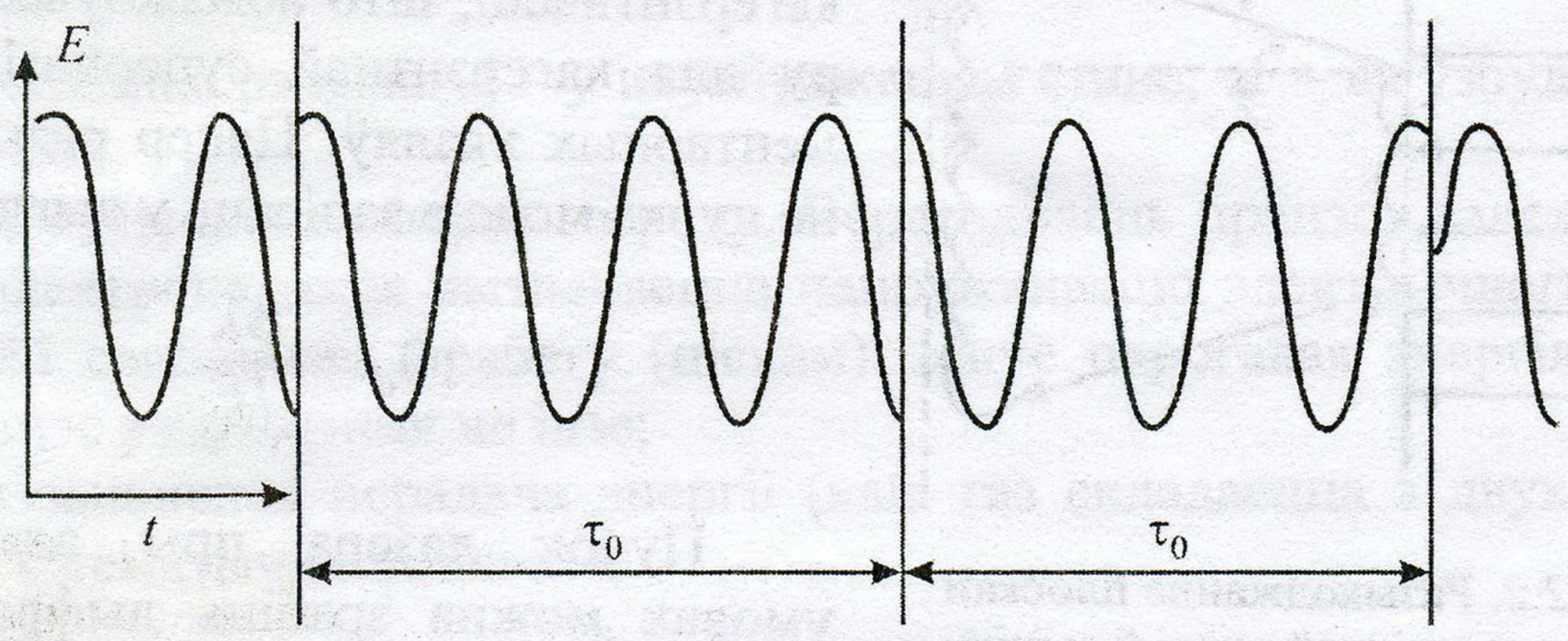
Высокая монахраматычнасць азначае, што лазер генерыруе выпрамяненне ў вельмі вузкім дыяпазоне частотаў. Прычынамі гэтага з'яўляецца, па-першае, тое, што ў актыўным рэчыве можа ўзмацняцца толькі частата, якая адпавядае формуле (1.1). Па-другое, генерацыя ўзнікае толькі на рэзанансных частотах аптычнага рэзанатара.

2.2. Кагерэнтнасць

Любая электрамагнітная хваля характарызуецца часавай і прасторавай кагерэнтнасцю.

Для таго каб вызначыць часавую кагерэнтнасць, разгледзім электрычнае поле хвалі ў нейкім пункце P у моманты часу t і $t+\tau$. Калі для дадзенага інтэрвалу часу τ рознасць фаз ваганняў поля застаецца адной і той жа ў любы момант часу t, то кажуць, што існуе часавая кагерэнтнасць на інтэрвале часу τ. Калі такая ўмова выконваецца для любога τ, то хваля характарызуецца поўнай часавай кагерэнтнасцю. Калі гэта мае месца для пэўнага інтэрвалу часу τ, такога, што $0 < \tau < \tau_0$, хваля характарызуецца частковай часавай кагерэнтнасцю з часам кагерэнтнасці τ_0. На рыс. 2.1 у якасці прыкладу паказана электрамагнітная хваля з часам кагерэнтнасці τ_0, якая мае від сінусападобнага электрычнага поля са скачкамі фазы праз інтэрвалы часу τ_0. Пры разглядзе рэальных хваляў можна казаць толькі аб сярэднім значэнні τ_0.

Для таго каб вызначыць прасторавую кагерэнтнасць, разгледзім два пункты на сячэнні пучка P_1 і P_2. У момант часу $t=0$ праз іх праходзіць хвалевы фронт электрамагнітнай хвалі. Будзем лічыць, што $E_1(t)$ і $E_2(t)$ – электрычныя палі ў гэтых пунктах. Няхай у момант $t=0$ рознасць фаз электрычных палёў у дадзеных пунктах роўная нулю. Калі гэтая рознасць фаз застаецца роўнай нулю ў любы момант часу $t>0$, то кажуць, што паміж пунктамі існуе поўная кагерэнтнасць. Калі гэтая ўмова выконваецца для любых пар пунктаў хвалевага фронту, то дадзеная хваля характарызуецца поўнай прасторавай кагерэнтнасцю. У рэальнай светлавой хвалі практычна для любога пункта P_1 можна знайсці такую вобласць, у межах якой ваганні ў кожным выбраным пункце P_2 будуць кагерэнтнымі з P_1. За межамі гэтай вобласці кагерэнтнасць адсутнічае. Тады кажуць аб частковай прасторавай кагерэнтнасці. Пры гэтым для любога пункта P можна вызначыць вобласць кагерэнтнасці $S_c(P)$.



Рыс. 2.1. Прыклад электрамагнітнай хвалі з часам кагерэнтнасці τ_0

2.3. Накіраванасць

Гэтая ўласцівасць з'яўляецца вынікам таго, што актыўнае рэчыва размешчана ў рэзанатары. У аптычным рэзанатары не затухаюць толькі тыя хвалі, якія распаўсюджваюцца ўздоўж восі рэзанатара ці ў блізкім ад восі напрамку.

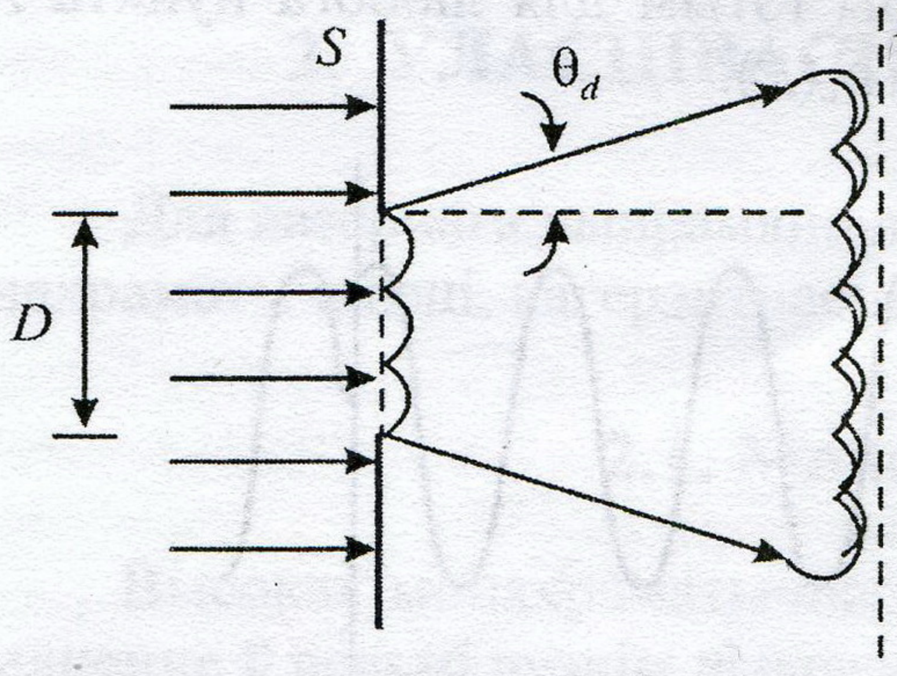
Разгледзім пучок з поўнай прасторавай кагерэнтнасцю. Дыяметр яго заўсёды абмежаваны і таму ён будзе разыходзіцца ў выніку дыфракцыі – працуе прынцып Гюйгенса. Гэта няцяжка зразумець з дапамогай рыс. 2.2.

На рыс. 2.2 пучок з пастаяннай інтэнсіўнасцю і плоскім хвалевым фронтам падае на экран S, у якім ёсць адтуліна дыяметрам D. Згодна з прынцыпам Гюйгенса, хвалевы фронт у некаторай плоскасці P можа быць атрыманы як суперпазіцыя элементарных хваляў, што выпраменьваюцца кожным пунктам адтуліны. Бачна, што з-за канечнага дыяметра адтуліны D пучок мае канечнае разыходжанне θ_d. Яго значэнне можна вылічыць з дапамогай тэорыі дыфракцыі. Для адвольнага размеркавання амплітуды па сячэнні пучка маем

$$\theta_d = \frac{\beta\lambda}{D}, \qquad (2.1)$$

дзе λ – даўжыня хвалі; D – дыяметр пучка; β – лічбавы каэфіцыент парадку адзінкі, значэнне якога залежыць ад формы размеркавання амплітуд і спосабу вызначэння разыходжання і дыяметра пучка. Пучок, разыходжанне якога апісваецца формулай (2.1), называюць дыфракцыйна-абмежаваным.

Калі хваля мае частковую прасторавую кагерэнтнасць, то яе разыходжанне будзе большым, чым мінімальнае значэнне, абумоўленае дыфракцыяй. Сапраўды, для любога пункта P хвалевага фронту прынцып Гюйгенса можа быць прыменены толькі да пунктаў, якія ляжаць у межах вобласці кагерэнтнасці, што абмяжоўвае апертуру для кагерэнтнай суперпазіцыі элементарных хваляў. Цяпер разыходжанне пучка можна запісаць у выглядзе



Рыс. 2.2. Разыходжанне плоскай электрамагнітнай хвалі ў выніку дыфракцыі

$$\theta_d = \frac{\beta\lambda}{\sqrt{S_c}}.$$

Пучок лазера пры адпаведных умовах можна зрабіць дыфракцыйна-абмежаваным.

2.4. Яскравасць

Вызначым яскравасць крыніцы электрамагнітных хваляў як магутнасць выпрамянення, вылучанага з адзінкі плошчы паверхні крыніцы ў адзінкавы цялесны вугал. Яскравасць лазера нават невялікай магутнасці (адзінкі міліват) на некалькі парадкаў перавышае яскравасць звычайных крыніц святла. Гэтая ўласцівасць з'яўляецца ў асноўным вынікам высокай накіраванасці лазернага пучка (малога разыходжання).

3. МЕТАДЫ ЎЗБУДЖЭННЯ АКТЫЎНАГА РЭЧЫВА

Для таго каб атрымаць генерацыю, неабходна перавесці актыўнае рэчыва лазера ва ўзбуджаны стан ці, як кажуць, стварыць інверсію населенасцей. Для гэтага ўжываюцца наступныя метады.

Аптычнае ўзбуджэнне выкарыстоўвалася ў першым лазеры на рубіне. Аптычным яно называецца таму, што на верхні ўзровень (узбуджаны стан) часцінка пераходзіць пры паглынанні знешняга выпрамянення. Такое ўзбуджэнне шырока выкарыстоўваецца для цвёрдацельных і вадкасных лазераў – там, дзе рэчыва мае шырокую паласу паглынання. Адрозніваюць кагерэнтнае (лазернае) і некагерэнтнае (лямпавае) узбуджэнне.

Электроннае ўзбуджэнне (для газападобных рэчываў) адбываецца шляхам прапускання току праз газ. У газе ўтвараюцца іоны і свабодныя электроны. Яны паскараюцца электрычным полем і, набраўшы дастатковую кінетычную энергію, могуць пры сутыкненнях пераводзіць нейтральныя атамы ва ўзбуджаны стан.

Электроннае ўзбуджэнне можа адбывацца двума шляхамі:

а) узбуджэнне электронным ударам, якое схематычна можна запісаць так:

$$e + A \rightarrow A^* + e,$$

дзе A – часцінка рэчыва: A – у няўзбуджаным стане, A^* – ва ўзбуджаным; e – электрон.

Гэта сутыкненне першага роду. Верагоднасць працэсу залежыць ад энергіі электрона, якая вызначаецца напружанасцю электрычнага поля і даўжынёй свабоднага прабегу (ціскам). Існуе парогавая энергія, ніжэй якой працэс узбуджэння не ідзе;

б) рэзанансная перадача энергіі (калі газ складаецца з двух кампанентаў). Схематычна запісваем

$$A^* + B \rightarrow A + B^*.$$

Гэта сутыкненне другога роду. Працэс асабліва эфектыўны, калі стан A^* – метастабільны (мае вялікі час жыцця). Для эфектыўнай перадачы энергіі неабходна, каб энергетычныя ўзроўні рэчываў A^* і B^* практычна супадалі. Рознасць энергій іх павінна быць меншай за энергію цеплавых ваганняў kT.

Электраіанізацыйнае ўзбуджэнне з'яўляецца разнавіднасцю электрычнага. Яно ўжываецца ў газавых лазерах высокага ціску. Самастойны электрычны разрад у такіх лазерах практычна не выкарыстоўваецца, бо ён не ўстойлівы, развіваецца ўздоўж сценак. Таму газ спачатку іанізуюць, а потым створаныя свабодныя электроны паскараюць электрычным полем. Развіваецца несамастойны разрад, які і ўзбуджае актыўнае рэчыва. Папярэдняя іанізацыя газу звычайна праводзіцца ультрафіялетавым выпрамяненнем. Электраіанізацыйнае ўзбуджэнне вельмі эфектыўнае. Пры ім да 30 % энергіі электрычнага поля пераўтвараецца ў энергію выпрамянення лазера.

Цеплавое ўзбуджэнне – гэта ўзбуджэнне энергетычных узроўняў пры змяненні тэмпературы рэчыва. Для таго каб атрымаць інверсію населенасцей, неабходна больш высокая хуткасць узбуджэння верхняга рабочага ўзроўню або больш хуткая рэлаксацыя з ніжняга энергетычнага ўзроўню.

Хімічнае ўзбуджэнне – гэта ўзбуджэнне ўзроўняў пры хімічных рэакцыях (напрыклад, пры гарэнні). Схематычна можам запісаць

$$A + B \rightarrow AB^*.$$

Для функцыянірання лазера неабходна, каб у рэзанатар пастаянна падаваліся ўзбуджаныя часцінкі, г. зн. каб падтрымлівалася хімічная рэакцыя.

Рэкамбінацыйнае ўзбуджэнне – гэта ўзбуджэнне ўзроўняў у выніку рэкамбінацыі электронаў і іонаў у плазме:

$$e + A^+ \rightarrow A^*.$$

Узбуджэнне электронным пучком выкарыстоўваецца ў асноўным для паўправадніковых лазераў вельмі малых памераў. Хуткія электроны, што пралятаюць праз паўправаднік, ініцыіруюць пераходы электронаў з валентнай зоны ў зону праводнасці, што прыводзіць да ўтварэння інверсіі населенасці паміж зонамі.

Інжэкцыя носьбітаў электрычным полем выкарыстоўваецца ў самых распаўсюджаных паўправадніковых лазерах. Калі прыкласці электрычнае поле да p–n-пераходу ў паўправадніку, то ў вобласць пераходу інжэктуюцца адначасова электроны з n паўправадніка ў зону праводнасці і дзіркі з p паўправадніка ў валентную зону. Атрымліваецца інверсія населенасці зон у вобласці p–n-пераходу.

4. АПТЫЧНАЕ ЎЗБУДЖЭННЕ

Разгледзім магчымасці атрымання інверсіі насяленасці для розных мадэляў рэчыва пры ўздзеянні на яго светлавых хваляў.

4.1. Каэфіцыенты Эйнштэйна

Пры тэрмадынамічнай раўнавазе размеркаванне часцінак па ўзроўнях энергіі апісваецца функцыяй Больцмана:

$$n_i(E_i) = nC(T)g_i \exp\left(-\frac{E_i}{kT}\right),$$

дзе n – агульная колькасць часцінак у адзінцы аб'ёму; $C(T)$ – канстанта, якая вызначаецца з умовы нарміроўкі; g_i – ступень выраджэння i-га ўзроўню.

Разгледзім два энергетычныя ўзроўні нейкага рэчыва. Няхай узровень i будзе верхнім, а j – ніжнім (рыс. 4.1).

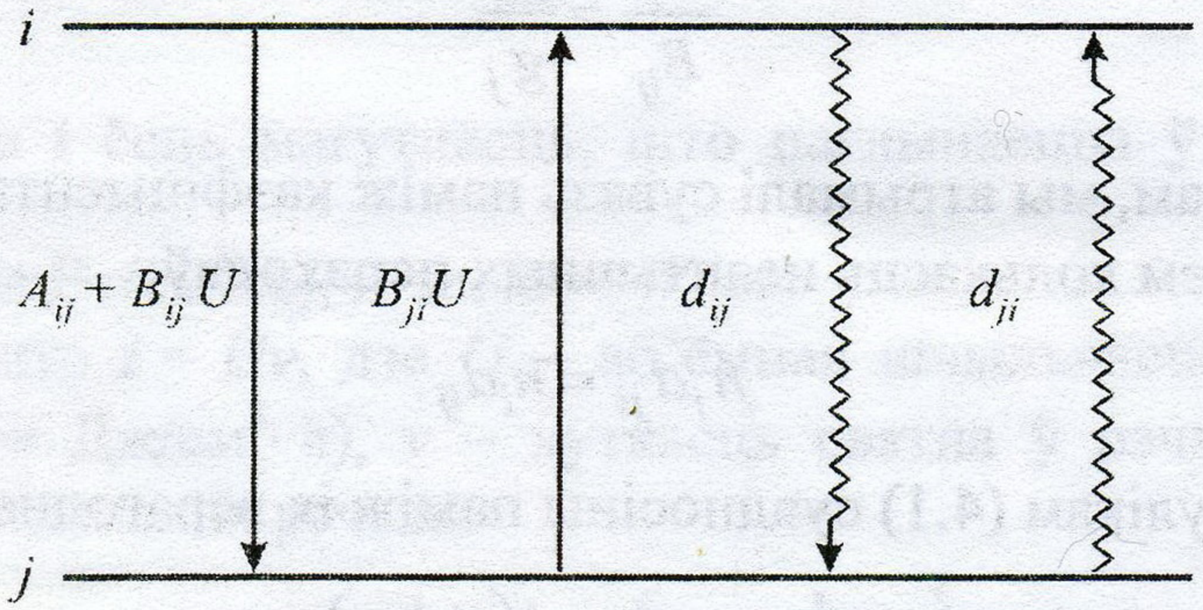
Адносіны населенасцей узроўняў i і j будуць

$$\frac{n_i}{n_j} = \frac{g_i}{g_j}\exp(-\frac{h\upsilon_{i,j}}{kT}), \qquad (4.1)$$

дзе $\upsilon_{i,j} = (E_i - E_j)/h$ – частата рэзананснага пераходу.

Шчыльнасць раўнаважнага выпрамянення ўнутры сістэмы апісваецца формулай Планка. Згодна з гэтай формулай, спектральная аб'ёмная шчыльнасць энергіі (размернасць яе $[U]$ = Дж/см$^3\cdot$ с$^{-1}$) будзе

$$U(\upsilon) = \frac{8\pi h\upsilon^3}{v^3}\frac{1}{\exp\left(\frac{h\upsilon}{kT}\right)-1}. \qquad (4.2)$$



Рыс. 4.1. Магчымыя пераходы паміж двума энергетычнымі ўзроўнямі

Калі сістэма знаходзіцца ў раўнавазе, то колькасць фатонаў у ёй пастаянная, г. зн. дзейнічае прынцып дэталёвай раўнавагі. Згодна з гэтым прынцыпам, колькасць аптычных пераходаў з паглынаннем роўна колькасці выпраменены х фатонаў. Колькасць неаптычных (беспрамянёвых) пераходаў уверх і ўніз таксама аднолькавая. Калі б гэта было не так, колькасць фатонаў у сістэме павялічвалася б ці змяншалася, а гэта супярэчыць умове раўнавагі. Прыраўняем у адпаведнасці з рыс. 4.1 колькасці аптычных пераходаў

$$n_j B_{ji} U = n_i (A_{ij} + B_{ij} U)$$

і знойдзем адсюль спектральную аб'ёмную шчыльнасць энергіі выпрамянення:

$$U = \frac{A_{ij} n_i}{B_{ij} n_j - B_{ij} n_i}.$$

Падзелім верхнюю і ніжнюю часткі на $B_{ij} n_i$ і з улікам (4.2) атрымаем

$$U = \frac{A_{ij} / B_{ij}}{\frac{B_{ji} g_j}{B_{ij} g_i} \exp\left(\frac{h\upsilon_{ij}}{kT}\right) - 1}. \qquad (4.3)$$

Параўнаем (4.2) і (4.3). Формулы атрыманы для аднолькавых умоў, таму і адпаведныя іх каэфіцыенты павінны быць аднолькавыя. Адсюль вынікаюць вядомыя суадносіны паміж каэфіцыентамі Эйнштэйна:

$$\frac{A_{ij}}{B_{ij}} = \frac{8\pi\upsilon_{ij}^3 h}{v^3},$$

$$\frac{B_{ji}}{B_{ij}} = \frac{g_i}{g_j}. \qquad (4.4)$$

Такім чынам, мы атрымалі сувязь паміж каэфіцыентамі Эйнштэйна.

Прыраўняем колькасць неаптычных пераходаў:

$$n_j d_{ji} = n_i d_{ij}.$$

Адсюль з улікам (4.1) суадносіны паміж іх верагоднасцямі будуць

$$\frac{d_{ji}}{d_{ij}} = \frac{g_i}{g_j} \exp\left(-\frac{h\upsilon}{kT}\right).$$

Для аптычнага дыяпазону пры пакаёвай тэмпературы (λ = 0,5 мкм, T = 300 К)

$$\frac{h\upsilon}{kT} \cong 100.$$

Такім чынам, у бачным і блізкім інфрачырвоным дыяпазонах верхнія энергетычныя ўзроўні неаптычнымі пераходамі практычна не засяляюцца.

4.2. Каэфіцыент паглынання

Няхай рэчыва (гл. рыс. 4.1) апраменьваецца знешнім святлом са шчыльнасцю энергіі выпрамянення U. Магутнасць, якая паглынаецца ў адзінцы аб'ёму, будзе роўна рознасці магутнасці, што затрачваецца на ўласна працэсы паглынання, і магутнасці, што ўзнікае ў выніку вымушанага выпрамянення:

$$W = n_j B_{ji} U_{ij} h\upsilon_{ij} - n_i B_{ij} U_{ij} h\upsilon_{ij},$$

ці з улікам (4.4)

$$W = B_{ji} U_{ij} h\upsilon_{ij} (n_j - g_j / g_i n_i).$$

У той жа час паглынанне святла апісваецца і законам Бугера:

$$I = I_0 \exp(-kz),$$

дзе I – інтэнсіўнасць, ці шчыльнасць, магутнасці выпрамянення (з размернасцю $[I]$ = Вт/см^2· с); k – каэфіцыент паглынання; z – каардыната.

Тады

$$\frac{dI}{dz} = -kI,$$

але $\left|\frac{dI}{dz}\right|$ – гэта і ёсць магутнасць, што паглынаецца ў адзінцы аб'ёму (размернасць яе Вт/см^3· с), г. зн. $kI = W$.

Улічым, што $I = Uv$, дзе U – аб'ёмная шчыльнасць энергіі выпрамянення ($[U]$ = Дж/см^3· с), v – хуткасць святла ў рэчыве, і атрымаем каэфіцыент паглынання рэчыва

$$K_{ji} = \frac{B_{ji} h\upsilon_{ij}}{v}\left(n_j - \frac{g_j}{g_i} n_i\right). \qquad (4.5)$$

З (4.5) бачым, што пры

$$n_j < \frac{g_j}{g_i} n_i$$

каэфіцыент паглынання меншы за нуль, г. зн. рэчыва ўзмацняе святло.

4.3. Двухузроўневая мадэль рэчыва

Разгледзім сістэму часцінак, у якой толькі два энергетычныя ўзроўні – асноўны *1* і ўзбуджаны *2* (рыс. 4.2).

Для такой сістэмы раўнанні балансу населенасцей у стацыянарных умовах запісваем з наступных меркаванняў. Першае – колькасць часцінак, што перайшлі на ўзровень *2* пры паглынанні знешняга святла U, роўна колькасці часцінак, што перайшлі на ўзровень *1* пры спантанных пераходах і вымушаным выпрамяненні. Другое – агульная колькасць часцінак у сістэме не змяняецца:

$$n_1 B_{12} U = n_2 (B_{21} U + A_{21} + d_{21}), \tag{4.6}$$

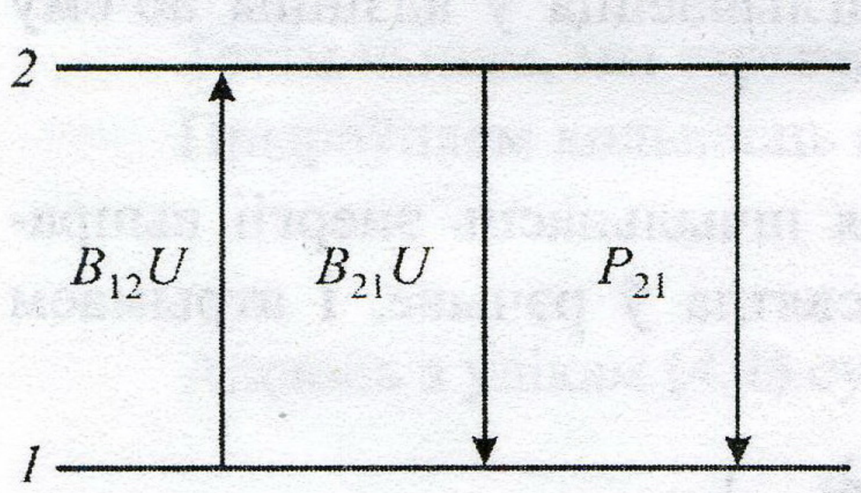
$$n_1 + n_2 = n_0,$$

дзе n_1, n_2 – населенасці адпаведна першага і другога ўзроўняў; n_0 – агульная колькасць часцінак у адзінцы аб'ёму.

Абазначым $P_{21} = A_{21} + d_{21}$ – хуткасць спантанных пераходаў. Тады населенасці ўзроўняў *2* і *1* з (4.6) атрымаем у выглядзе

$$n_2 = n_0 \frac{B_{12} U}{(B_{12} + B_{21}) U + P_{21}}, \tag{4.7}$$

$$n_1 = n_0 \frac{B_{21} U + P_{21}}{(B_{12} + B_{21}) U + P_{21}}. \tag{4.8}$$



Рыс. 4.2. Магчымыя пераходы ў двухузроўневай сістэме

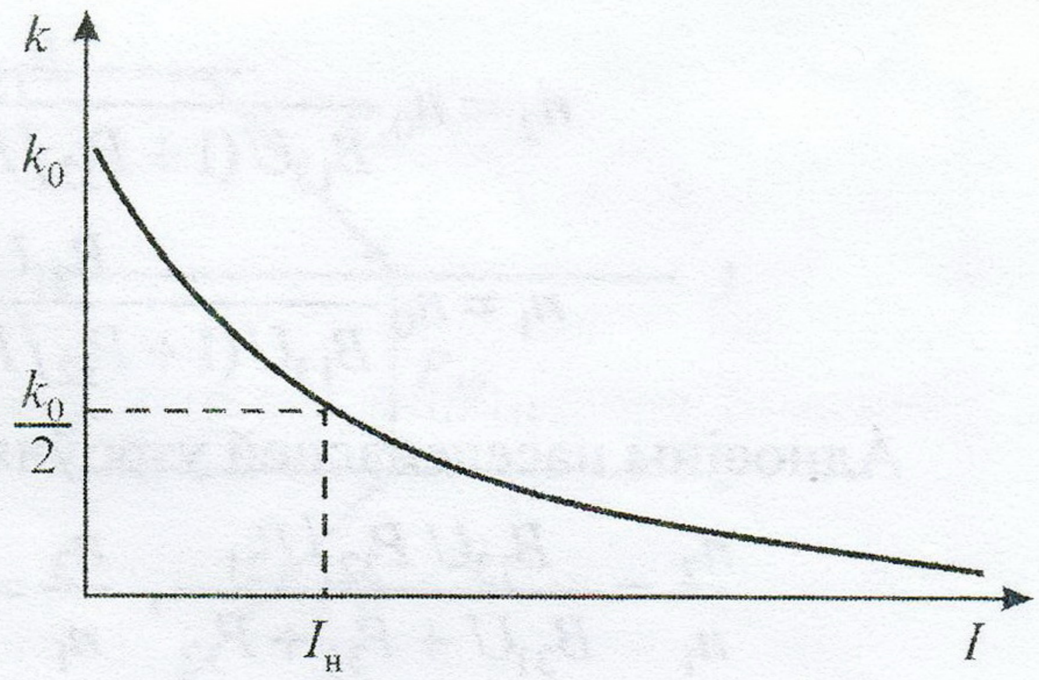
Каэфіцыент паглынання для двухузроўневай сістэмы атрымаем пры падстаноўцы (4.7) і (4.8) у (4.5) у выглядзе

$$k = \frac{h\upsilon}{\nu} n_0 \frac{B_{12} P_{21}}{(B_{12} + B_{21}) U + P_{21}},$$

ці ў больш простай форме

$$k = \frac{k_0}{1 + \alpha I},$$

дзе $\alpha = \dfrac{B_{12} + B_{21}}{\nu P_{21}}$ – параметр нелінейнасці (інтэнсіўнасць насычэння $I_n = \alpha^{-1}$); $k_0 = n_0 B_{12} \dfrac{h\upsilon}{\nu}$ – пачатковы (лінейны) каэфіцыент паглынання.

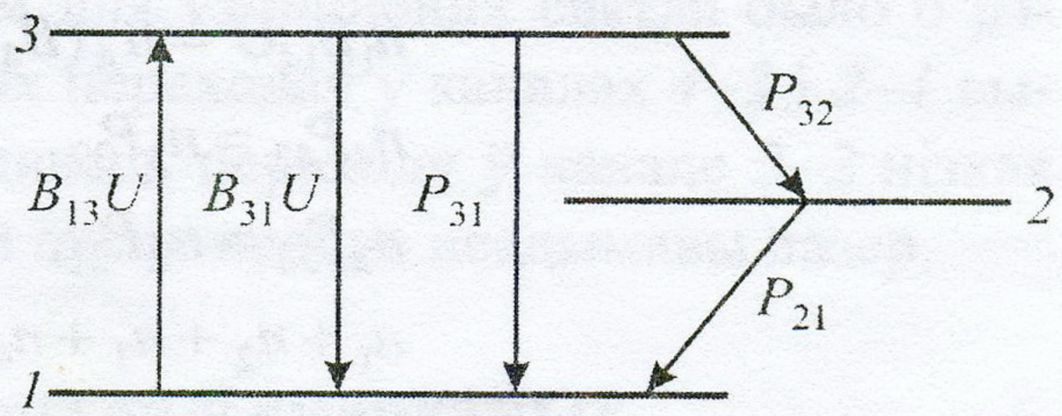


Рыс. 4.3. Залежнасць каэфіцыента паглынання ад інтэнсіўнасці для двухузроўневай сістэмы

Залежнасць каэфіцыента паглынання ад інтэнсіўнасці якасна паказана на рыс. 4.3. Бачна, што ў двухузроўневай сістэме назіраецца эфект прасвятлення, калі пад дзеяннем выпрамянення каэфіцыент паглынання змяншаецца. Але пры гэтым ён заўсёды застаецца дадатным, г. зн. рэалізаваць узмацненне святла ў такой сістэме немагчыма.

4.4. Трохузроўневая мадэль рэчыва

Няхай сістэма часцінак мае тры энергетычныя ўзроўні (рыс. 4.4) і апраменьваецца знешнім святлом U з частатой, роўнай частаце пераходу *3–1*. Тады паміж узроўнямі *1* і *3* магчымы паглынанне з хуткасцю $B_{13}U$, вымушанае выпрамяненне з хуткасцю $B_{31}U$ і спантанныя пераходы з хуткасцю P_{31}. Паміж узроўнямі *3* і *2* магчымы толькі спантанныя пераходы з хуткасцю P_{32}, тое ж самае і паміж узроўнямі *2* і *1*, бо святло з рэзанансным для дадзеных пераходаў частотамі адсутнічае. Сістэма балансных раўнанняў для такой мадэлі рэчыва ў стацыянарных умовах будзе мець выгляд



Рыс. 4.4. Пераходы паміж энергетычнымі ўзроўнямі для трохузроўневай мадэлі

$$n_1 B_{13} U = n_3 (B_{31} U + P_{31} + P_{32}),$$

$$n_3 P_{32} = n_2 P_{21},$$

$$n_1 + n_2 + n_3 = n_0.$$

Адсюль атрымаем населенасці энергетычных узроўняў:

$$n_3 = n_0 \frac{B_{13} U}{B_{13} U (1 + P_{32}/P_{21}) + B_{31} U + P_{31} + P_{32}};$$

$$n_2 = n_0 \frac{B_{13}U\,P_{32}/P_{21}}{B_{13}U(1+P_{32}/P_{21}) + B_{31}U + P_{31} + P_{32}};$$

$$n_1 = n_0 \frac{B_{31}U + P_{31} + P_{32}}{B_{13}U(1+P_{32}/P_{21}) + B_{31}U + P_{31} + P_{32}}.$$

Адносіны населенасцей узроўняў будуць адпаведна

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{B_{13}U\,P_{32}/P_{21}}{B_{31}U + P_{31} + P_{32}}, \quad \frac{n_3}{n_1} = \frac{B_{13}U}{B_{31}U + P_{31} + P_{32}}, \quad \frac{n_3}{n_2} = \frac{P_{21}}{P_{32}}.$$

Для вялікай магутнасці ўзбуджэння $B_{ij}U >> P_{jk}$ магчыма стварэнне інверсіі населенасці $n_2 > n_1$ (пры $P_{32} > P_{21}$), да таго ж чым больш P_{32}/P_{21}, тым пры меншых узроўнях узбуджэння можа быць дасягнута інверсія. Пры адваротных суадносінах верагоднасцей ($P_{32} < P_{21}$) дасягаецца інверсія населенасцей у канале *3–2* ($n_3 > n_2$). Інверсія (узмацненне) у канале *3–1* ніколі не дасягаецца. Па трохузроўневай схеме з узмацненнем у канале *2–1* працуе лазер на рубіне.

4.5. Чатырохузроўневая мадэль рэчыва

Разгледзім сістэму часцінак, якая мае чатыры энергетычныя ўзроўні. Калі яна апраменьваецца знешнім святлом з рэзананснай частатой, якая адпавядае пераходу (каналу) *4–1*, то раўнанні балансу населенасці ўзроўняў для стацыянарнага выпадку ў адпаведнасці з рыс. 4.5 будуць мець выгляд

$$\begin{aligned} n_1 B_{14}U &= n_4(B_{41}U + P_{41} + P_{43}), \\ n_4 P_{43} &= n_3 P_{32}, \\ n_3 P_{32} &= n_2 P_{21}, \\ n_1 + n_2 + n_3 + n_4 &= n_0, \end{aligned} \qquad (4.9)$$

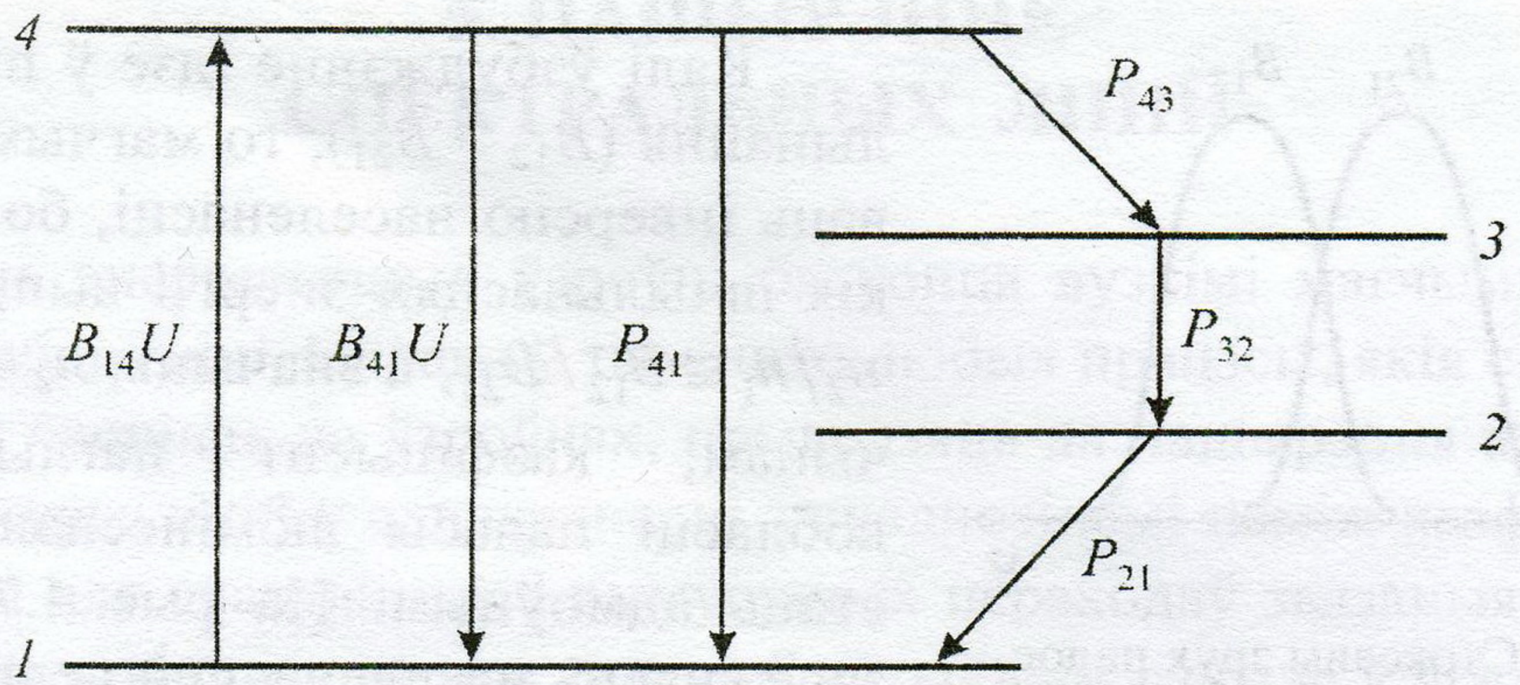
дзе n_1, n_2, n_3, n_4 – населенасці адпаведных узроўняў; n_0 – агульная колькасць часцінак у адзінцы аб'ёму; P_{ij} – верагоднасці адпаведных спантанных пераходаў.

Развязак сістэмы (4.9) знойдзем наступным чынам: выразім з першага раўнання n_1, з другога і трэцяга n_2 і n_3 праз n_4 і падставім у чацвёртае. Знойдзем n_4 і праз яго – населенасці астатніх узроўняў у выглядзе

$$n_4 = \frac{B_{14}U}{Z}, \quad n_3 = \frac{B_{14}U\,P_{43}/P_{32}}{Z},$$

$$n_2 = \frac{B_{14}U\,P_{43}/P_{21}}{Z}, \quad n_1 = \frac{B_{41}U + P_{41} + P_{43}}{Z},$$

дзе $Z = B_{14}U(1 + P_{43}/P_{21} + P_{43}/P_{32}) + B_{41}U + P_{41} + P_{43}$.



Рыс. 4.5. Чатырохузроўневая мадэль

Адносіны населенасцей узроўняў у гэтым выпадку будуць

$$\frac{n_4}{n_3}=\frac{P_{32}}{P_{43}},\ \frac{n_4}{n_2}=\frac{P_{21}}{P_{43}},\ \frac{n_4}{n_1}=\frac{B_{14}U}{B_{41}U+P_{41}+P_{43}},\ \frac{n_3}{n_2}=\frac{P_{21}}{P_{32}},$$

$$\frac{n_3}{n_1}=\frac{B_{41}UP_{43}/P_{32}}{B_{41}U+P_{41}+P_{43}},\ \frac{n_2}{n_1}=\frac{B_{41}UP_{43}/P_{21}}{B_{41}U+P_{41}+P_{43}}.$$

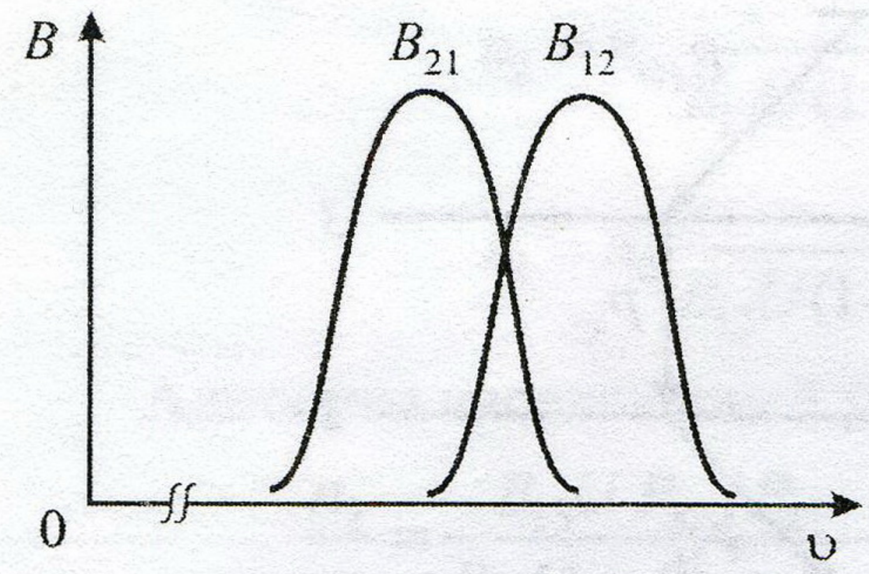
Бачым, што ў залежнасці ад суадносін верагоднасцей спантанных пераходаў P_{ij} узмацненне магчыма рэалізаваць у каналах *4–3*, *4–2*, *3–2*, *3–1*, *2–1*. Лягчэй за ўсё рэалізуецца ўзмацненне ў канале *3–2*, бо для гэтага не патрэбна высокай магутнасці ўзбуджэння – умова інверсіі не залежыць ад яго ўзроўню. Аптымальным для ўзмацнення святла было б рэчыва, у якім верагоднасці спантанных пераходаў у каналах *4–3* і *2–1* высокія (хуткая рэлаксацыя), а верагоднасць пераходу ў канале *3–2* нізкая (узровень *3* метастабільны). Па такой схеме працуе неадымавы лазер.

4.6. Узмацненне святла ў складаных арганічных злучэннях

У складаных арганічных злучэннях (фарбавальніках) кожны электронны энергетычны ўзровень мае шырокую вагальную і вярчальную структуру (падузроўні). Пры гэтым існуе стоксавы зрух палос паглынання і выпрамянення (рыс. 4.6).

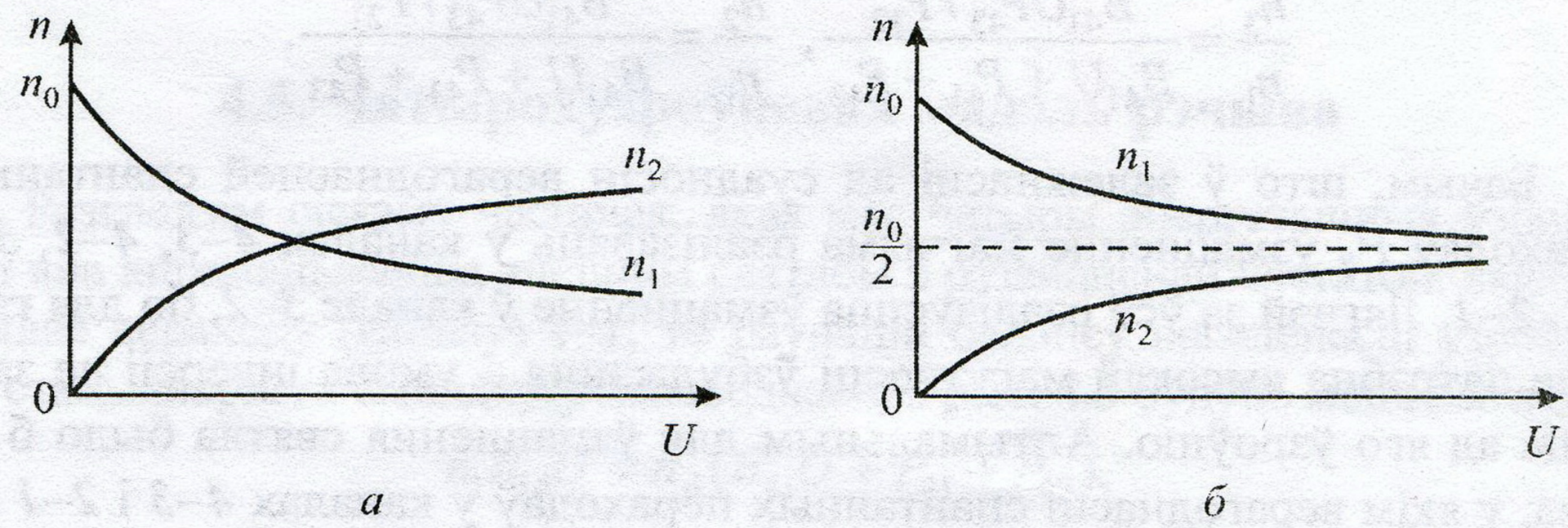
Балансныя раўнанні, а значыць, і населенасці ўзроўняў у гэтым выпадку будуць такімі ж, як для двухузроўневай сістэмы (4.7), (4.8):

$$n_1=n_0\frac{B_{21}U+P_{21}}{(B_{12}+B_{21})U+P_{21}},\ n_2=n_0\frac{B_{12}U}{(B_{12}+B_{21})U+P_{21}}.$$

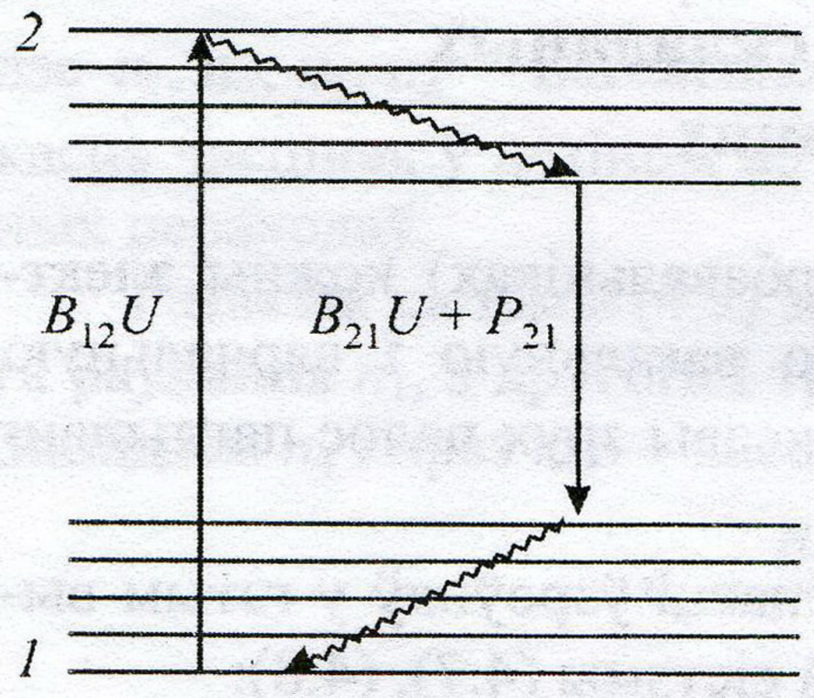


Рыс. 4.6. Стоксавы зрух палос паглынання B_{12} і выпрамянення B_{21}

Калі ўзбуджэнне ідзе ў паласу паглынання ($B_{12} > B_{21}$), то магчыма рэалізаваць інверсію населенасці, бо пры вялікіх шчыльнасцях энергіі выпрамянення $n_2/n_1 \cong B_{12}/B_{21}$, а значыць, $n_2 > n_1$. Такім чынам, каэфіцыент паглынання ў вобласці паласы люмінесцэнцыі можа стаць адмоўным. На рыс. 4.7 паказана залежнасць населенасцей першага і другога ўзроўняў ад шчыльнасці энергіі выпрамянення для выпадкаў, калі контуры палос паглынання і выпрамянення супадаюць і для разнесеных контураў. Стварэнне інверсіі, як бачым, магчыма толькі пры наяўнасці стоксавага зруху.



Рыс. 4.7. Залежнасць населенасцей узроўняў ад велічыні ўзбуджэння:
а – для разнесеных контураў; *б* – контуры палос паглынання і выпрамянення супадаюць



Рыс. 4.8. Энергетычныя ўзроўні і пераходы ў фарбавальніках

Фізічныя працэсы пры інверсіі ў складаных арганічных злучэннях падобныя на працэсы ў чатырохузроўневай сістэме (рыс. 4.8).

Населенасць ніжніх вагальных падузроўняў узбуджанага стану вышэйшая за населенасць верхніх вагальных падузроўняў асноўнага стану. Паміж гэтымі падузроўнямі і рэалізуецца ўзмацненне.

5. ПАШЫРЭННЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛІНІЙ

Лічыць энергетычныя ўзроўні бясконца вузкімі магчыма толькі ў першым набліжэнні. Справа ў тым, што любыя працэсы, якія скарачаюць час жыцця часцінак на ўзроўнях, прыводзяць да пашырэння адпаведных ліній. Контуры ліній у адпаведнасці з суадносінамі паміж каэфіцыентамі Эйнштэйна для спантанных і вымушаных пераходаў звязаныя паміж сабой. На характар узмацнення святла ў актыўным рэчыве ў шэрагу іншых фактараў уплывае і пашырэнне спектральных ліній.

5.1. Аднароднае пашырэнне

Аднародна пашыраная лінія – гэта такая лінія, у інтэнсіўнасць якой на любой частаце ўносяць уклад усе часцінкі, што насяляюць дадзены ўзровень. Контур лініі такой сістэмы часцінак супадае з контурам асобнай часцінкі. Контур спектральнай лініі вызначаецца частотнай залежнасцю каэфіцыентаў Эйнштэйна для асобных пераходаў, густатой падузроўняў і размеркаваннем часцінак па падузроўнях. Пашырэнне, абумоўленае гэтымі фактарамі, аднолькавае для ўсіх часцінак. Прыкладамі аднароднага пашырэння з'яўляюцца натуральнае пашырэнне і пашырэнне пры сутыкненнях. Натуральнае пашырэнне звязана са спантанным выпрамяненнем. Сапраўды, вызначэнне энергіі стану павінна праводзіцца за час, які не перавышае час жыцця ў гэтым стане, – у нашым выпадку спантанны час жыцця. Тады недакладнасць вызначэння энергіі ў адпаведнасці з суадносінамі нявызначанасці «энергія – час»

$$\Delta E \Delta t \geq \hbar$$

будзе не менш за $\Delta E \geq \hbar/\tau$, дзе τ – час жыцця на ўзроўні. Адсюль самае меншае значэнне паўшырыні лініі будзе $\Delta\upsilon_0 = \Delta E/h$, ці ўлічыўшы, што $\tau = 1/A_{ij}$, атрымаем паўшырыню лініі, абумоўленую натуральным пашырэннем:

$$\Delta\upsilon_0 = \frac{A_{ij}}{2\pi}.$$

Для рэзанансных пераходаў спантанны час жыцця на ўзроўні $\tau \sim 10^{-8}$ с, тады натуральная паўшырыня $\Delta\upsilon_0 \sim 2 \cdot 10^7$ Гц.

Пашырэнне пры сутыкненнях, якое звязана з неаптычнымі пераходамі і парушэннем фазы, дае паўшырыню

$$\Delta\upsilon_0 \sim V / L,$$

дзе L – даўжыня свабоднага прабегу, ці

$$\Delta\upsilon_c \sim pv,$$

дзе p – ціск газу, v – хуткасць часцінак.

Для гелій-неонавага лазера ($p \sim 1$ мм рт. сл.) пашырэнне пры сутыкненнях меншае за натуральнае ($\Delta\upsilon_c \sim 10^6$ Гц), але пры атмасферным ціску пашырэнне пры сутыкненнях значна перавышае натуральнае ($\Delta\upsilon_c \sim 10^9$ Гц).

Контур лініі пры аднародным пашырэнні апісваецца лорэнцавай крывой

$$B_{ij}(\upsilon) = \frac{B_{ij}^m}{1 + (\upsilon - \upsilon_0)^2 / (\Delta\upsilon)^2},$$

дзе υ_0 – цэнтральная частата; $\Delta\upsilon$ – паўшырыня лініі; B_{ij}^m – значэнне каэфіцыента Эйнштэйна ў максімуме.

Аднароднае пашырэнне можа мець месца і для сістэмы ўзроўняў, якія складаюцца з вялікай колькасці падузроўняў (напрыклад, фарбавальнікі), калі пераразмеркаванне па падузроўнях адбываецца вельмі хутка.

5.2. Узмацненне святла ў сістэмах з аднародным пашырэннем

У аднародна пашыранай сістэме ўсе часцінкі знаходзяцца ў аднолькавых умовах. Таму пры разглядзе такой сістэмы магчыма карыстацца звычайнымі мадэлямі актыўнага рэчыва (двух-, трох- ці чатырохузроўневымі). Разгледзім двухузроўневую мадэль рэчыва са знешнім пастаянным узбуджэннем (рыс. 5.1). Знешняе ўзбуджэнне нейкім чынам пераносіць часцінкі з узроўню *1* на ўзровень *2*. Каэфіцыент узмацнення такой сістэмы з улікам (4.5) будзе

$$k_y = \frac{h\upsilon}{v}\left(n_2 B_{21} - n_1 B_{12}\right).$$

Лічым узроўні выраджанымі аднолькава ($g_1 = g_2$), тады $B_{21} = B_{12} = B$ і для каэфіцыента ўзмацнення атрымаем

$$k_{\text{у}} = \frac{h\upsilon}{\nu} B\Delta n. \tag{5.1}$$

Для пачатковага моманту часу (калі $U = 0$, г. зн. выпрамянення няма) хуткасць узбуджэння будзе

$$W_{\text{у}} = n_{20}P,$$

дзе $P = P_{21}$; n_{20} – пачатковая населенасць узроўню *2*.

Але калі мы лічым узбуджэнне пастаянным, тады такая ж хуткасць застанецца і надалей. Пачатковую інверсную населенасць абазначым $\Delta n_0 = n_{20} - n_{10}$. Тады сістэму з улікам пастаяннага ўзбуджэння $W_{\text{у}}$ і выпрамянення U магчыма апісаць наступнымі кінетычнымі раўнаннямі:

$$\frac{dn_2}{dt} = n_1 BU - n_2\left(BU + P\right) + n_{20}P,$$

$$\frac{dn_1}{dt} = -\frac{dn_2}{dt},$$

$$n_1 + n_2 = n_0.$$

Інверсную населенасць з дапамогай трэцяга раўнання сістэмы атрымаем у выглядзе $\Delta n = n_2 - n_1 = 2n_2 - n_0$. Прадыферэнцыруем Δn і падставім вытворную ад n_2 з першага раўнання сістэмы:

$$\frac{d(\Delta n)}{dt} = 2\frac{dn_2}{dt} = 2n_1 BU - 2n_2\left(BU + P\right) + 2n_{20}P. \tag{5.2}$$

Улічыўшы, што $2n_1 = n_0 - \Delta n$, $2n_2 = n_0 + \Delta n$, $\Delta n_0 = 2n_{20} - n_0$, прывядзём (5.2) да выгляду

$$\frac{d(\Delta n)}{dt} + \left(2BU + P\right)\Delta n = \Delta n_0 P. \tag{5.3}$$

Гэта дыферэнцыяльнае раўнанне віду $y' + fy = g$. Развязкам яго з'яўляецца функцыя $y - g/f = (y_0 - g/f)\exp(-ft)$. Падставім у гэтую функцыю адпаведныя каэфіцыенты з (5.3) і з улікам пачатковых умоў (пры $t = 0$ $\Delta n = \Delta n_0$) атрымаем

$$\Delta n = \Delta n_0 \frac{P + 2BU\exp\left(-\left(P + 2BU\right)t\right)}{P + 2BU}.$$

Улічым сувязь інтэнсіўнасці са шчыльнасцю энергіі выпрамянення $I = Uv$, увядзём параметр нелінейнасці $\alpha = 2B/(Pv)$ (інтэнсіўнасць насычэння $I_н = \alpha^{-1}$), час рэлаксацыі рэчыва $\tau = 1/P$ і з улікам (5.1) атрымаем каэфіцыент узмацнення ў выглядзе

$$k_у = k_{у_0} \frac{1 + \alpha I \exp\left(-\left(1 + \alpha I\right) t/\tau\right)}{1 + \alpha I},$$

дзе $k_{у_0} = \dfrac{h\upsilon}{v} B\Delta n_0$.

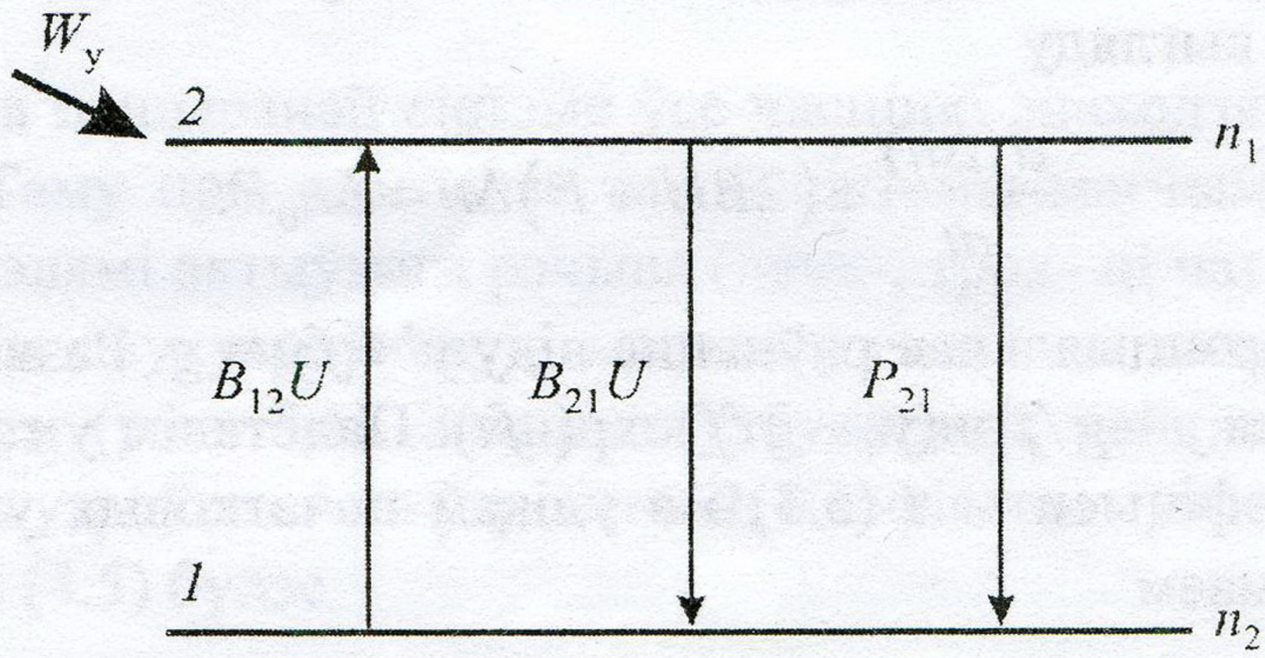
Такім чынам, каэфіцыент узмацнення рэлаксуе з характэрным часам $\tau/(1 + \alpha I)$. Час рэлаксацыі памяншаецца пры вялікіх інтэнсіўнасцях $I > I_н$. За час $t >> \tau/(1 + \alpha I)$ адбываецца выхад на стацыянарнае значэнне каэфіцыента ўзмацнення

$$k_у = \frac{k_{у_0}}{1 + \alpha I}, \tag{5.4}$$

г. зн. назіраецца эфект насычэння ўзмацнення. Інтэнсіўнасць насычэння (з улікам (5.1)) залежыць ад частаты

$$I_н \sim 1/B \sim \left(1 + \frac{(\upsilon - \upsilon_0)^2}{\Delta\upsilon^2}\right).$$

Спектральная залежнасць каэфіцыента ўзмацнення вызначаецца $k_{у_0} \sim B$. Гэта азначае, што незалежна ад частаты з ростам інтэнсіўнасці выпрамянення $k_у$ змяншаецца па ўсяму спектру.



Рыс. 5.1. Двухузроўневая мадэль рэчыва
са знешнім узбуджэннем

5.3. Узмацненне святла ў рэчывах з неаднародным пашырэннем спектральных ліній

Неаднароднае пашырэнне спектральных ліній абумоўлена несупадзеннем рэзанансных частотаў пераходаў асобных часцінак. Контур лініі сістэмы часцінак уяўляе сабой агібальную сумы контураў асобных часцінак (рыс. 5.2). Неаднароднае пашырэнне ўзнікае тады, калі зрух рэзанансных частотаў часцінак большы, чым шырыня контуру аднароднага пашырэння. Гэты зрух залежыць ад тэмпературы, ціску і іншых параметраў. У газах, напрыклад, неаднароднае пашырэнне з'яўляецца вынікам хаатычнага руху малекул (эфект Доплера). Зрух частотаў выпрамянення (паглынання) вызначаецца формулай

$$\upsilon = \upsilon_0 \frac{\sqrt{1 \mp v^2/c^2}}{1 \pm v/c},$$

дзе υ – частата выпраменанага святла; υ_0 – частата выпрамянення нерухомага атама (малекулы); v – яго хуткасць.

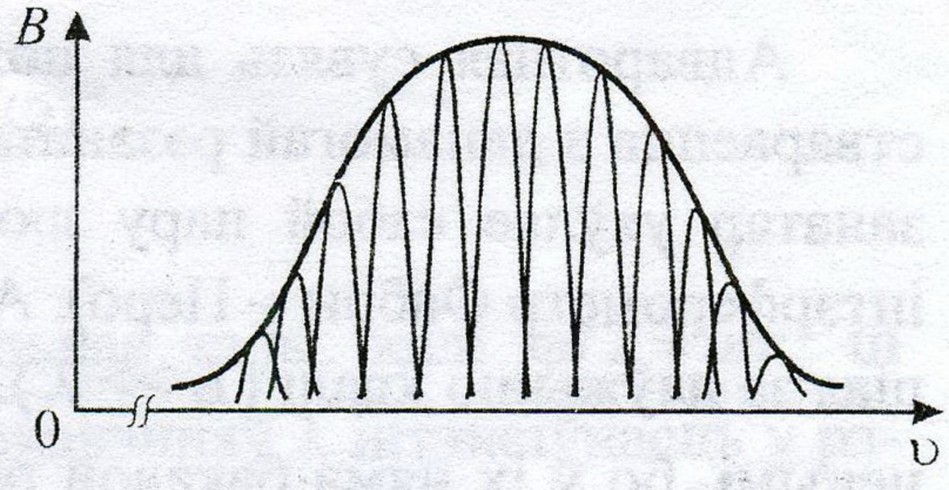
Часцінкі, якія рухаюцца з рознымі хуткасцямі, маюць розныя рэзанансныя частоты. Тады, улічыўшы максвелаўскае размеркаванне часцінак па хуткасцях, атрымаем, што спектральная лінія апісваецца гаўсавым контурам

$$B_{ij}(\upsilon) = B_{ij}^m \exp(-(\upsilon - \upsilon_0)^2/\Delta\upsilon^2),$$

дзе $\Delta\upsilon = \frac{\upsilon_0}{c}\sqrt{2kT/m}$ – паўшырыня контуру; T – тэмпература; k – пастаянная Больцмана; m – маса часцінкі.

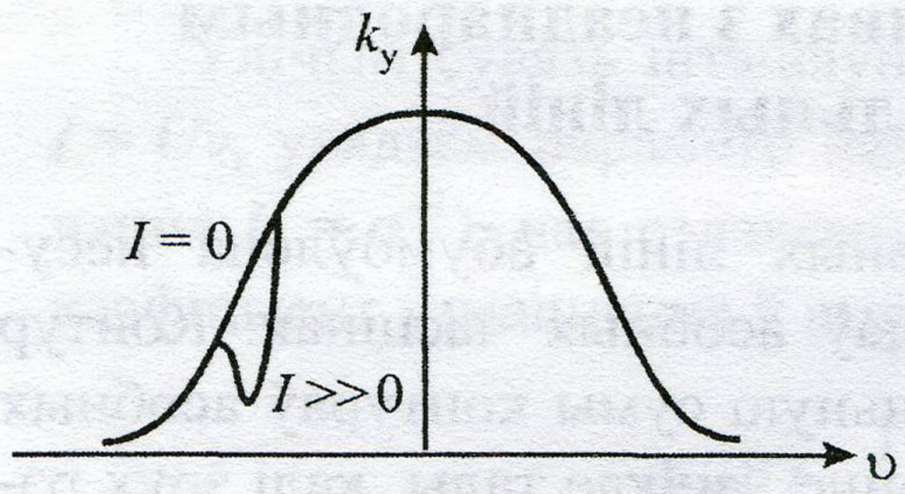
Напрыклад, для неону ў гелій-неонавым лазеры пры $\lambda = 0{,}6328$ мкм, $T = 400$ К паўшырыня лініі будзе $\Delta\upsilon = 1{,}7 \cdot 10^9$ Гц. Гэта на парадак больш за натуральнае пашырэнне.

Неаднароднае пашырэнне можа ўзнікаць і ў выпадку, калі часцінкі ў рэчыве знаходзяцца ў розных умовах. Прыкладам такой сітуацыі з'яўляюцца некаторыя крышталі.



Рыс. 5.2. Контур лініі пры неаднародным пашырэнні

У сістэмах з неаднародным пашырэннем ва ўзмацненні ўдзельнічаюць толькі тыя часцінкі, рэзанансная частата



Рыс. 5.3. «Выпальванне» правалу ў неаднародна пашыранай лініі

якіх блізкая да частаты генерацыі. Памяншэнне каэфіцыента ўзмацнення з ростам інтэнсіўнасці апісваецца формулай

$$k_y(\upsilon) = \frac{k_{y_0}(\upsilon)}{\sqrt{1 + I / I_н}}, \qquad (5.5)$$

дзе $I_н$ – інтэнсіўнасць насычэння.

Параўнаўшы (5.5) з выпадкам аднароднага пашырэння (5.4), бачым, што неаднародна пашыраная сістэма насычаецца больш павольна. Тлумачыцца гэта тым, што з ростам інтэнсіўнасці ўзрастае шырыня аднароднай лініі асобных часцінак, і ў выніку ўсё большая колькасць груп уцягваецца ва ўзаемадзеянне. Другая асаблівасць – гэта тое, што інтэнсіўнасць насычэння не залежыць ад частаты.

Найбольш істотнае адрозненне ад выпадку аднароднага пашырэння ў тым, што для неаднароднага пашырэння форма контуру лініі ўзмацнення не захоўваецца пры насычэнні, а «выпальваецца» правал (рыс. 5.3), шырыня якога адпавядае аднароднаму пашырэнню групы часцінак.

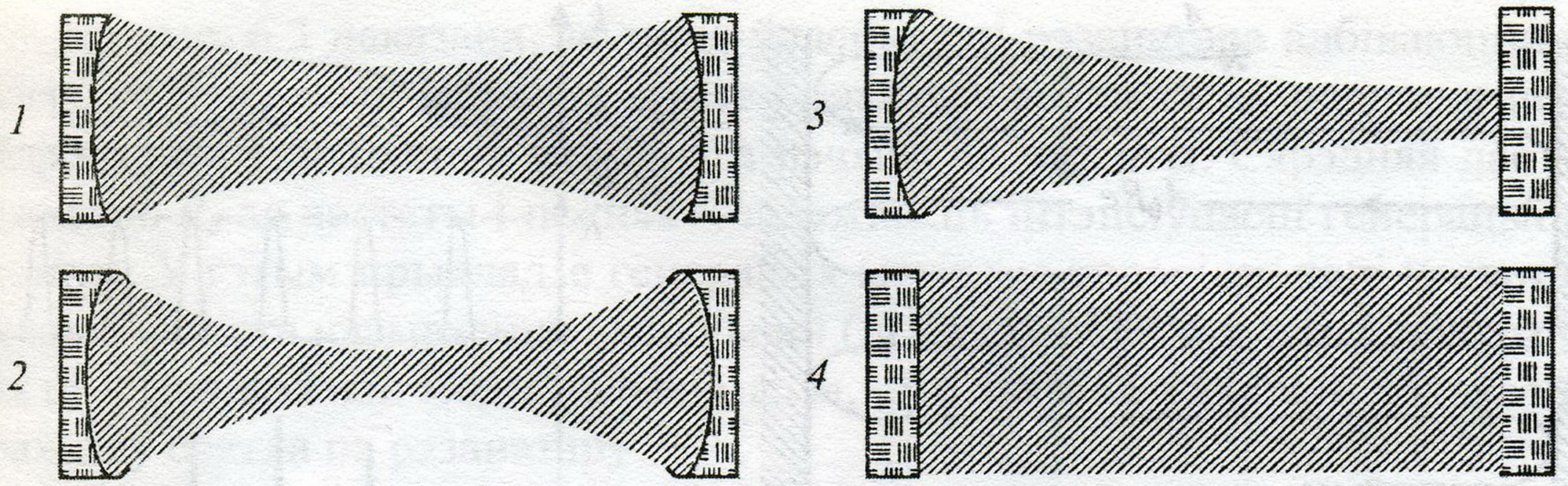
Такім чынам, пры неаднародна пашыранай лініі ўзмацненне ёсць магчымасць атрымаць незалежнае ўзмацненне цэлага набору светлавых пучкоў з рознымі частотамі.

6. АПТЫЧНЫЯ РЭЗАНАТАРЫ

Разгледзім уплыў рэзанатара на аптычныя характарыстыкі лазернага выпрамянення.

6.1. Тыпы рэзанатараў

Адваротная сувязь для поля, што ўзмоцнена ў актыўным рэчыве, ствараецца з дапамогай рэзанатара. У прасцейшым выпадку аптычны рэзанатар уяўляе сабой пару люстэркаў на агульнай аптычнай восі (як інтэрферометр Фабры – Перо). Адлегласць паміж люстэркамі значна большая за даўжыню хвалі ($L >> \lambda$). Такія рэзанатары называюць яшчэ адчыненымі, бо ў іх няма бакавой паверхні. Найбольш распаўсюджаны рэзанатары са сферычнымі люстэркамі (рыс. 6.1). Сярод іх магчыма выдзеліць канцэнтрычны рэзанатар, у якога цэнтры сфер люстэркаў супадаюць



Рыс. 6.1. Тыпы рэзанатараў:
1 – канцэнтрычны; *2* – канфакальны;
3 – паўсферычны; *4* – плоскапаралельны

($L = R_1 + R_2$); канфакальны – два сферычныя люстэркі, фокусы якіх супадаюць ($L = F_1 + F_2$); паўсферычны – адно люстэрка плоскае і адно сферычнае, і плоскапаралельны, у якім абодва люстэркі плоскія.

6.2. Аксіяльныя моды

Каб мець уяўленне аб уласцівасцях аптычных рэзанатараў, разгледзім рэзанатар з двума плоскімі люстэркамі (інтэрферометр Фабры – Перо) з каэфіцыентамі адбіцця для інтэнсіўнасці R (каэфіцыент адбіцця для амплітуды будзе $\sqrt{R}$). Няхай плоская хваля з амплітудай A_0 распаўсюджваецца ўздоўж аптычнай восі (рыс. 6.2).

Пасля шматразовага адбіцця ад люстэркаў поле ў рэзанатары будзе

$$E = A_0(1 + R\exp(-i\varphi) + R^2\exp(-2i\varphi) + \ldots),$$

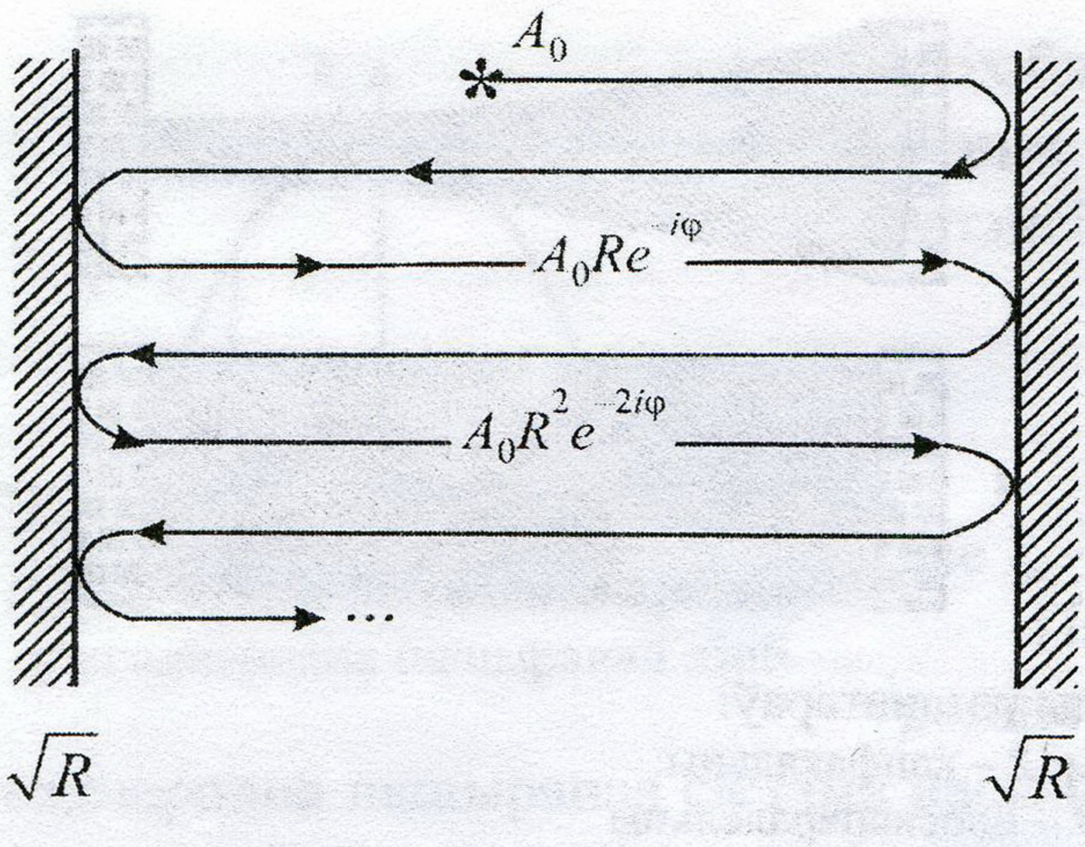
дзе $\varphi = 2kL$ – фазавы набег за праход рэзанатара. Сума геаметрычнай прагрэсіі ў дужках будзе роўна $1/(1 - R\exp(-i\varphi))$.

Тады інтэнсіўнасць святла ў рэзанатары

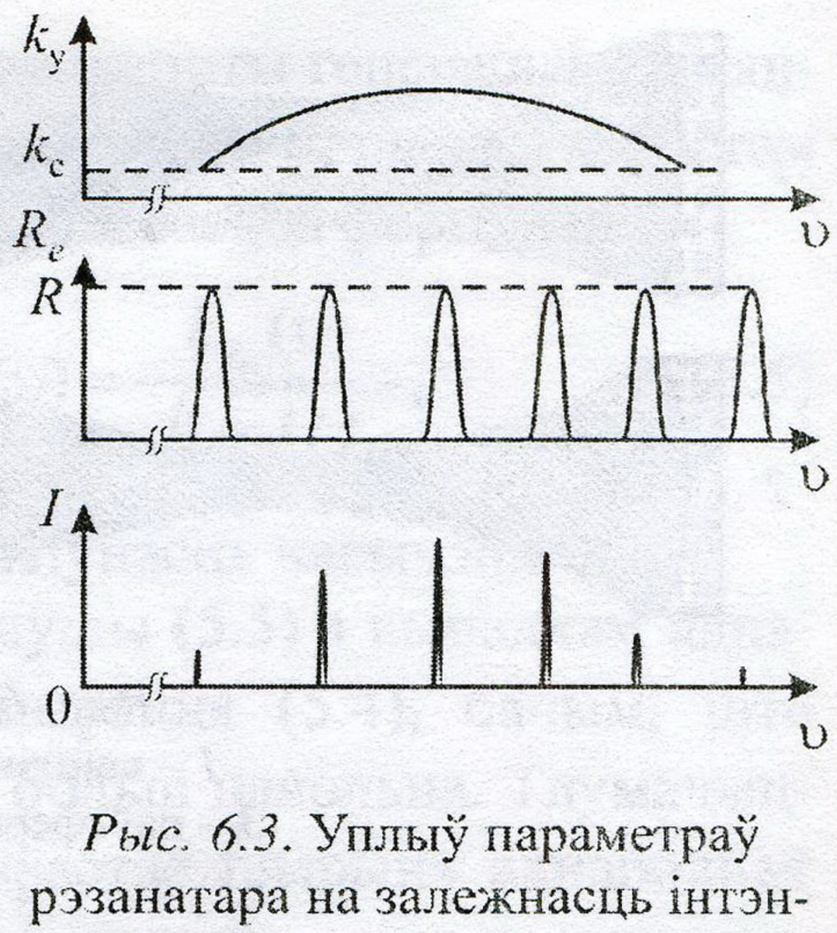
$$I \sim \frac{1}{1 + F\sin^2(\varphi/2)},$$

дзе $F = 4R/(1-R)^2$.

Інтэнсіўнасць у рэзанатары максімальная тады, калі $\varphi/2 = m\pi$, ці $m\lambda = 2L$, дзе m – цэлая лічба. Для іншых значэнняў λ інтэнсіўнасць у рэзанатары малая, г. зн. што такія хвалі паглынаюцца ці прапускаюцца люстэркамі і генерацыя на іх не можа ўзнікнуць. З другога боку, гэтая



Рыс. 6.2. Амплітуды і фазы хвалі паміж люстэркамі



Рыс. 6.3. Уплыў параметраў рэзанатара на залежнасць інтэнсіўнасці генерацыі ад частаты

ўмова паказвае, што інтэнсіўнасць максімальная для тых хваляў, для якіх па даўжыні рэзанатара ўкладваецца цэлая колькасць паўхваляў:

$$L = m\left(\frac{\lambda}{2}\right).$$

Гэта нішто іншае, як умова стварэння стаячай хвалі з вузламі на люстэрках. Такім чынам, у рэзанатары ствараецца некалькі стаячых хваляў з вузламі на люстэрках. Кожная стаячая хваля – гэта ўстойлівая канфігурацыя светлавога поля ў рэзанатары, або мода. Генерацыя ў рэзанатары ўзнікае толькі на асобных частотах υ, якія можна знайсці з умовы ўтварэння стаячых хваляў:

$$\upsilon_m = \frac{mc}{2L}.$$

Такім чынам, кожнай аксіяльнай модзе адпавядае свая частата. Адсюль рознасць частот суседніх мод ці, як кажуць, спектральная адлегласць паміж модамі будзе

$$\Delta\upsilon = \frac{c}{2L}. \qquad (6.1)$$

У большасці лазераў адно з люстэркаў мае каэфіцыент адбіцця $R_1 = 1$. Тады выхадное люстэрка зручна разглядаць так, быццам яно мае эфектыўны каэфіцыент адбіцця R_e, роўны R толькі тады, калі $m\lambda = 2L$:

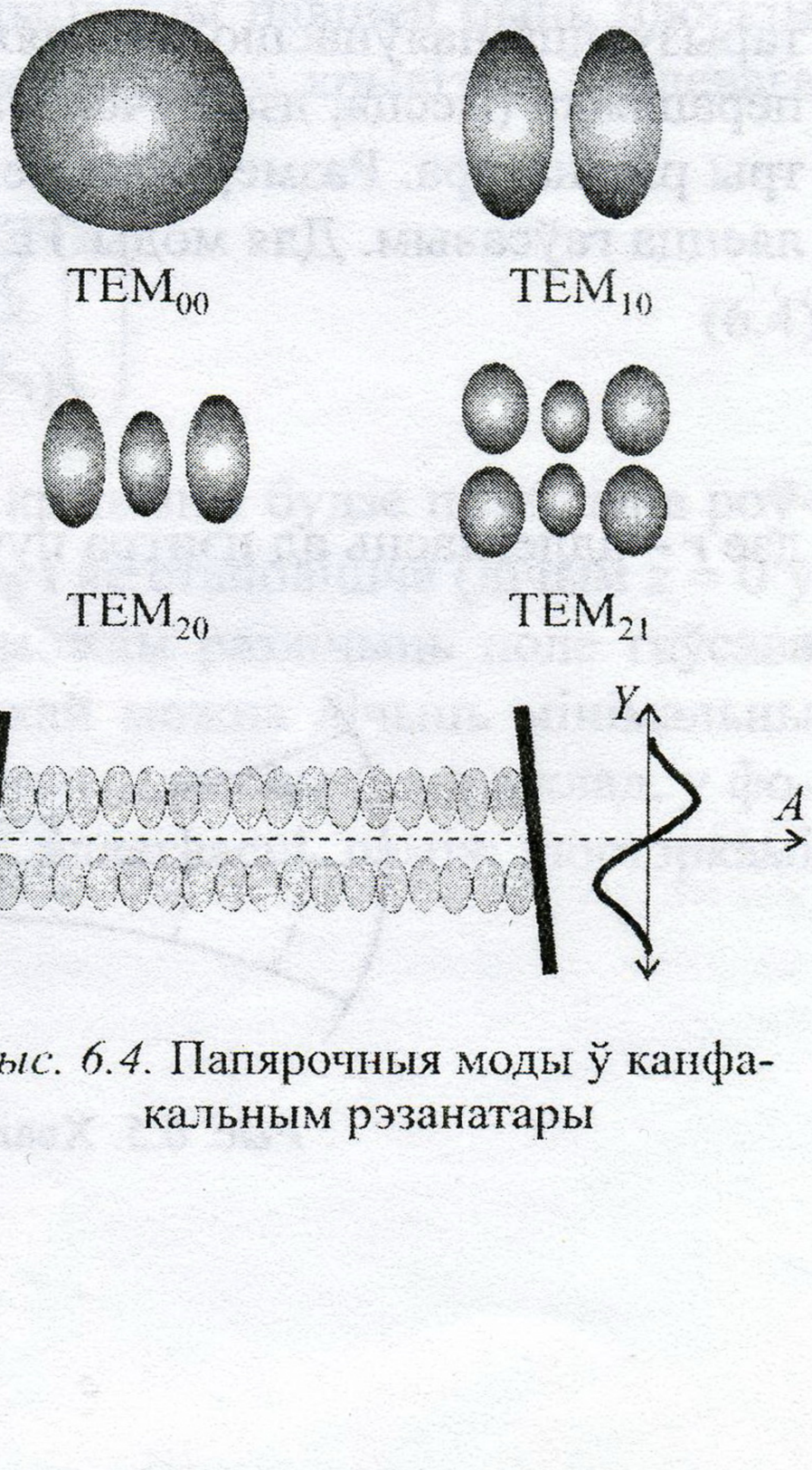
$$R_e = \frac{R}{1 + F\sin^2(\varphi/2)}.$$

На рыс. 6.3 паказана, як такія ўласцівасці рэзанатара адбіваюцца на лазернай генерацыі. Верхняя крывая паказвае залежнасць надпарогавага каэфіцыента ўзмацнення актыўнага рэчыва ад частаты. Сярэдняя дае залежнасць R_e ад частаты і ніжняя – залежнасць інтэнсіўнасці генерацыі ад частаты. У гэтым прыкладзе генерацыя магчыма толькі на пяці частотах. Кожная частата называецца аксіяльнай (ці падоўжнай) модай. Спектральная шырыня кожнай моды вельмі малая, што звязана з вялікай колькасцю праходаў святла па рэзанатару.

6.3. Папярочныя моды

Мы можам вызначыць моды як устойлівыя канфігурацыі светлавога поля ў рэзанатары, што ўзнаўляюць сябе пры абходзе рэзанатара святлом. А ці ўзнікаюць такія ўстойлівыя канфігурацыі папярок восі рэзанатара? Гэтае пытанне вывучалі А. Г. Фокс і Т. Лі яшчэ ў пачатку лазернай эры. Яны разглядалі канфігурацыю светлавога поля на люстэрках рэзанатара, калі на адно з іх падае плоская хваля, затым адбіваецца і ідзе на другое люстэрка і г. д. Аказалася, што праз некалькі соцень праходаў па рэзанатару канфігурацыя светлавога поля на люстэрках перастае змяняцца, г. зн. яна становіцца ўстойлівай. Трэба заўважыць, што размеркаванне інтэнсіўнасці святла ў плоскасці, перпендыкулярнай аптычнай восі, мае аднолькавую форму па ўсяму рэзанатару. Самая простая канфігурацыя – адзін сіметрычны максімум. Гэта мода TEM_{00} (рыс. 6.4).

TEM – гэта абрэвіятура ад *Transverse Electric and Magnetic*. Агульнае абазначэнне папярочнай моды TEM_{mn}. Індэксы m і n абазначаюць колькасць нулёў інтэнсіўнасці (або вузлоў стаячай хвалі) пры сканіраванні пучка адпаведна па гарызанталі і па вертыкалі. Напрыклад, для моды TEM_{21} гэта 2 вузлы пры сканіраванні па гарызанталі і 1 пры сканіраванні па вертыкалі. Як з'яўляюцца гэтыя нулі інтэнсіўнасці? На рыс. 6.4 паказана канфігурацыя стаячай хвалі паміж люстэркамі рэзанатара для моды TEM_{01}. Такая канфігурацыя магчыма толькі тады, калі люстэркі нахілены пад невялікім вуглом адно адносна другога.



Рыс. 6.4. Папярочныя моды ў канфакальным рэзанатары

Тады ў верхнім максімуме на адну пучнасць менш, чым у ніжнім. А гэта значыць, што рознасць фаз паміж максімумамі роўная π і амплітуда хвалі A, як паказана на рыс. 6.4, мяняе знак. У выніку інтэрферэнцыі дзвюх частак пучка і ўтвараецца паласа з нулявой інтэнсіўнасцю. Сіметрыя адносна гарызанталі і вертыкалі абумоўлена тым, што ў лазеры заўсёды прысутнічае анізатрапія з такой арыентацыяй. У газавых лазераў – гэта арыентацыя выхаднога вакна пад вуглом Брустэра, у цвёрдацельных – напрамак восі крышталю. На практыцы размеркаванне інтэнсіўнасці ў сячэнні пучка часта ўяўляе сабой суперпазіцыю некалькіх папярочных мод. Моды высокіх парадкаў маюць большыя дыфракцыйныя страты, чым асноўная мода TEM_{00}. Звычайна стараюцца сканструяваць лазер так, каб ён даваў генерацыю менавіта на гэтай модзе. Такія лазеры называюць аднамодавымі.

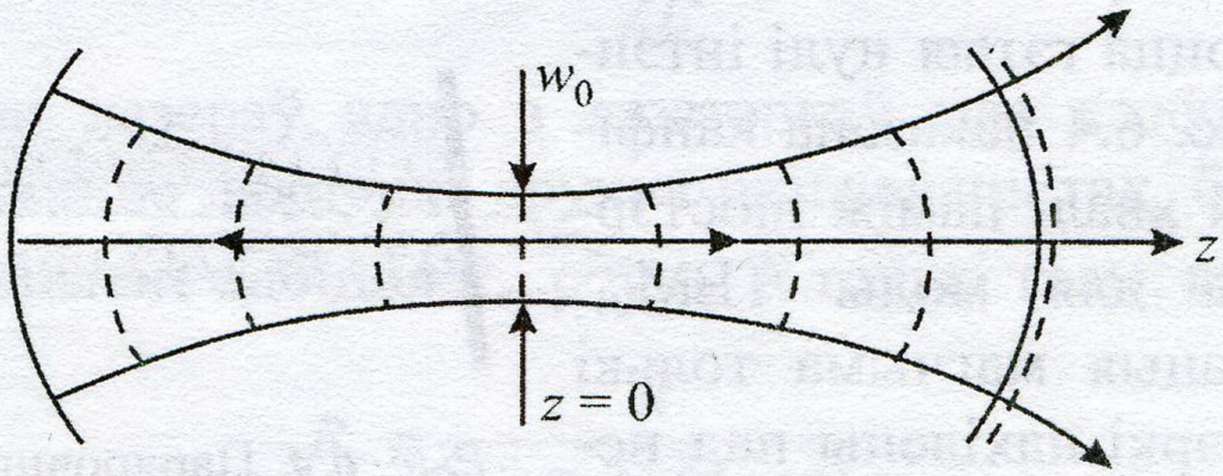
6.4. Гаўсавы пучкі

Мы ўжо адзначылі, што лазер, які генерыруе на модзе TEM_{00}, дае гаўсава размеркаванне інтэнсіўнасці ў выхадным пучку. Моды высокіх парадкаў таксама даюць гаўсава размеркаванне, прамадуляванае паліномамі Эрміта. Такія пучкі называюць гаўсавымі. Яны вельмі часта сустракаюцца ў лазернай фізіцы, таму мы разгледзім асноўныя заканамернасці іх распаўсюджвання.

Размеркаванне поля ў рэзанатары са сферычнымі люстэркамі характарызуецца наяўнасцю перацяжкі (рыс. 6.5). У сіметрычным рэзанатары перацяжка (месца, дзе пучок мае найменшы дыяметр) знаходзіцца ў цэнтры рэзанатара. Размеркаванне інтэнсіўнасці ў плоскасці перацяжкі з'яўляецца гаўсавым. Для моды TEM_{00} гэта будзе

$$I(r) = \exp\left(-\frac{2r^2}{w_0^2}\right), \tag{6.2}$$

дзе r – адлегласць ад цэнтра пучка.



Рыс. 6.5. Хвалевыя франты ў рэзанатары

Для нагляднасці інтэнсіўнасць у цэнтры пучка пранарміравана на адзінку. Калі $r = w_0$, то інтэнсіўнасць у $1/e^2$ разоў меншая, чым у цэнтры пучка. Моды вышэйшых парадкаў характарызуюцца таксама гаўсавым размеркаваннем інтэнсіўнасці, але прамадуляваным паліномамі Эрміта.

Пры распаўсюджванні пучка ў рэзанатары і па-за ім ён застаецца гаўсавым. На адлегласці z ад перацяжкі размеркаванне інтэнсіўнасці застаецца такім, як у (6.2), толькі радыус яго павялічваецца (w_0 замяняецца на $w(z)$):

$$w(z) = w_0 \sqrt{\left(1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2}\right)^2\right)}. \qquad (6.3)$$

На вялікай адлегласці ад перацяжкі другое складаемае ў (6.3) значна большае за адзінку. У гэтым выпадку вугал разыходжання гаўсава пучка ў дальняй зоне будзе

$$\theta = \frac{\lambda}{\pi w_0}.$$

Калі гаўсаў пучок з шырынёй w падае на лінзу з дыяметрам па меншай меры $2w$ і факусіруецца ёй, то радыус факальнага пятна будзе $\lambda l/\pi w$, дзе l – адлегласць ад лінзы да факальнага пятна.

Лазернае выпрамяненне сыходзіцца да перацяжкі і разыходзіцца ад яе. Такім чынам, хвалевы фронт у перацяжцы павінен быць плоскім (гл. рыс. 6.5). На адлегласці z ад перацяжкі радыус крывізны хвалевага фронту будзе

$$R(z) = z\left(1 + \left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda z}\right)^2\right). \qquad (6.4)$$

Толькі на вялікай адлегласці радыус крывізны будзе прыблізна роўны z. Калі мы ведаем радыус перацяжкі w_0 і яе становішча (лічым $z = 0$ у перацяжцы), то з дапамогай (6.2)–(6.4) можам разлічыць поле гаўсава пучка ў любым іншым пункце. Перацяжкай можна лічыць мінімальны радыус пучка ў рэзанатары або ў любым іншым месцы (напрыклад, у фокусе лінзы). У канфакальным рэзанатары, адлегласць паміж люстэркамі якога роўная L, радыус перацяжкі будзе

$$w_0 = \sqrt{\frac{\lambda L}{2\pi}},$$

і перацяжка знаходзіцца ў цэнтры рэзанатара, як і ў любым сіметрычным рэзанатары са сферычнымі люстэркамі. Калі рэзанатар не з'яўляецца канфакальным, знайсці радыус і месцазнаходжанне перацяжкі можна праз параметры стабільнасці

$$g_1 = 1 - L/R_1, \quad g_2 = 1 - L/R_2,$$

дзе R_1, R_2 – радыусы крывізны люстэркаў.

Зразумела, што радыус крывізны хвалевага фронту на люстэрку будзе роўны радыусу крывізны люстэрка. Такім чынам, мы ведаем крывізну хвалевага фронту ў двух месцах, якія назавём z_1 (адлегласць ад перацяжкі да першага люстэрка) і z_2 (адлегласць ад перацяжкі да другога люстэрка). Улічыўшы, што $R(z_1) = R_1$ і $R(z_2) = R_2$, з (6.4) знойдзем становішча перацяжкі:

$$z_1 = \frac{g_2(1-g_1)}{g_1 + g_2 - 2g_1g_2} L.$$

Радыус перацяжкі знойдзем з гэтага ж раўнання:

$$w_0 = \sqrt{\frac{\lambda L}{\pi}} \sqrt[4]{\frac{g_1 g_2 (1 - g_1 g_2)}{g_1 + g_2 - 2g_1 g_2}}.$$

Такім чынам, калі вядомы z_1 і w_0, мы маем магчымасць знайсці радыус крывізны хвалевага фронту і шырыню пучка ў любым пункце z. У прыватнасці, шырыня пучка на першым люстэрку

$$w(z_1) = \sqrt{\frac{\lambda L}{\pi}} \sqrt[4]{\frac{g_2}{g_1(1 - g_1 g_2)}}, \tag{6.5}$$

на другім

$$w(z_2) = \sqrt{g_1/g_2}\, w(z_1). \tag{6.6}$$

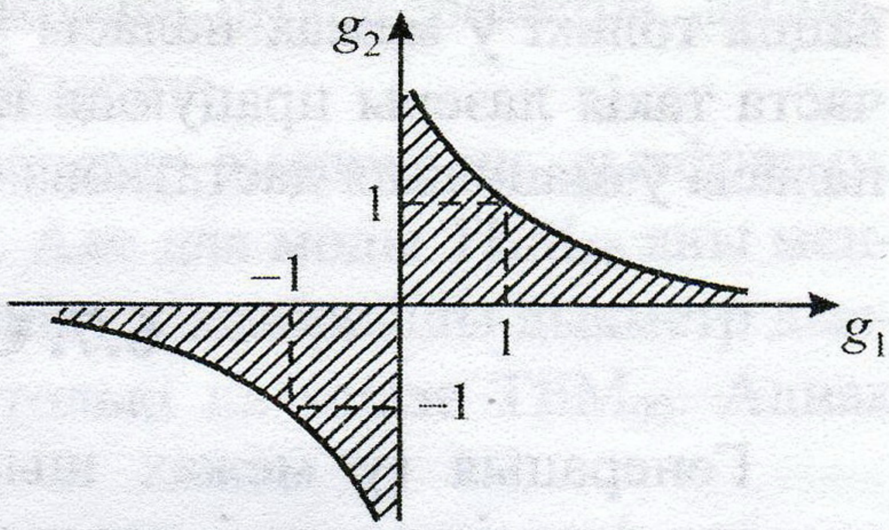
6.5. Дыяграма стабільнасці рэзанатараў

Формулы (6.5), (6.6) утрымліваюць корань з $(1 - g_1 g_2)$. Калі здабытак $g_1 g_2 > 1$, памеры пятна на люстэрку становяцца ўяўнымі. Такія рэзанатары называюць нестабільнымі або няўстойлівымі (часам яны выкарыстоўваюцца, калі актыўнае рэчыва лазера мае вельмі высокі каэфіцыент узмацнення). Умова ўстойлівасці рэзанатара будзе

$$0 < g_1 g_2 < 1.$$

Пры гэтым геаметрыя рэзанатара спрыяе факусіроўцы выпрамянення па яго восі.

Гранічны выпадак $g_1g_2 = 1$ – гэта гіпербала (рыс. 6.6).



Рыс. 6.6. Дыяграма стабільнасці рэзанатараў

Устойлівыя рэзанатары знаходзяцца паміж галінамі гіпербалы, няўстойлівыя – за імі. Рэзанатары, найменш адчувальныя да нестабільнасці параметраў (такіх як тэрмафакусіроўка ў цвёрдацельных і вадкасных лазерах, раз'юсціроўка), ляжаць на гіпербале $g_1g_2 = 1/2$.

Значэнням $g_1 = g_2 = 1$ на дыяграме адпавядае плоскапаралельны рэзанатар, значэнням $g_1 = g_2 = 0$ – канфакальны, а $g_1 = g_2 = -1$ – канцэнтрычны.

6.6. Лазеры з размеркаванай адваротнай сувяззю

Лазеры з размеркаванай адваротнай сувяззю (скарочана РАС-лазеры) – гэта лазеры, у якіх адсутнічае звычайны рэзанатар з люстэркамі, а адбіццё хваляў ідзе па ўсім аб'ёме актыўнага рэчыва. Для гэтага яго каэфіцыент узмацнення прамадуляваны з перыядам L. Калі даўжыня хвалі генерацыі адпавядае ўмове Вульфа – Брэга

$$2L = m\lambda,$$

дзе $m = 1, 2, 3, ...$, то ўзнікае выпрамяненне, адбітае назад.

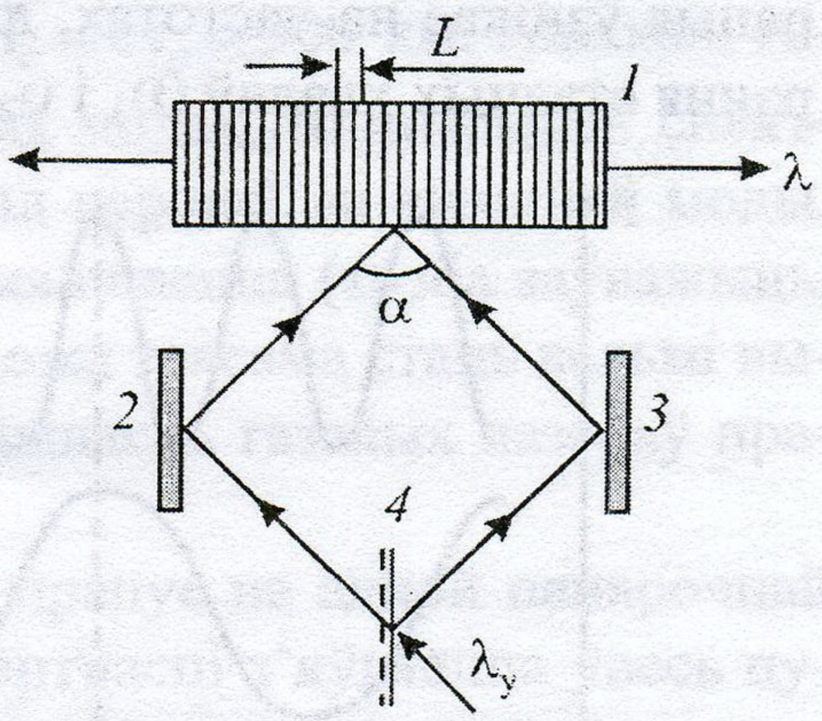
Для атрымання такой мадуляцыі актыўнага рэчыва выкарыстоўваюць інтэрферэнцыю двух промняў узбуджэння (узбуджэнне ў гэтым выпадку ажыццяўляецца іншым лазерам). Схема РАС-лазера паказана на рыс. 6.7.

Калі вугал паміж пучкамі ўзбуджэння роўны α, то перыяд мадуляцыі каэфіцыента ўзмацнення будзе

$$L = \frac{\lambda_y}{2\sin(\alpha/2)},$$

дзе λ_y – даўжыня хвалі ўзбуджэння.

Калі змяняць вугал α паміж пучкамі, перыяд мадуляцыі L будзе змяняцца, а значыць, у адпаведнасці з умовай Вульфа – Брэга будзе змяняцца і даўжыня хвалі генерацыі. Гэтае змяненне, вядома, можа адбы-



Рыс. 6.7. Схема РАС-лазера: *1* – актыўнае рэчыва; *2*, *3* – глухія люстэркі; *4* – паўпразрыстае люстэрка

вацца толькі ў межах паласы ўзмацнення актыўнага рэчыва. Найбольш часта такія лазеры працуюць на растворах фарбавальнікаў, дзе шырыня паласы ўзмацнення дастаткова высокая.

6.7. Селекцыя мод

Генерацыя (у межах шырыні лініі) можа адбывацца на вялікай колькасці аксіяльных і папярочных мод. Найлепшым выпадкам будзе наяўнасць генерацыі на адной аксіяльнай і папярочнай модзе TEM_{00}.

Працэс падаўлення генерацыі на асобных модах называецца *селекцыяй*. Для селекцыі аксіяльных мод выкарыстоўваюць два метады.

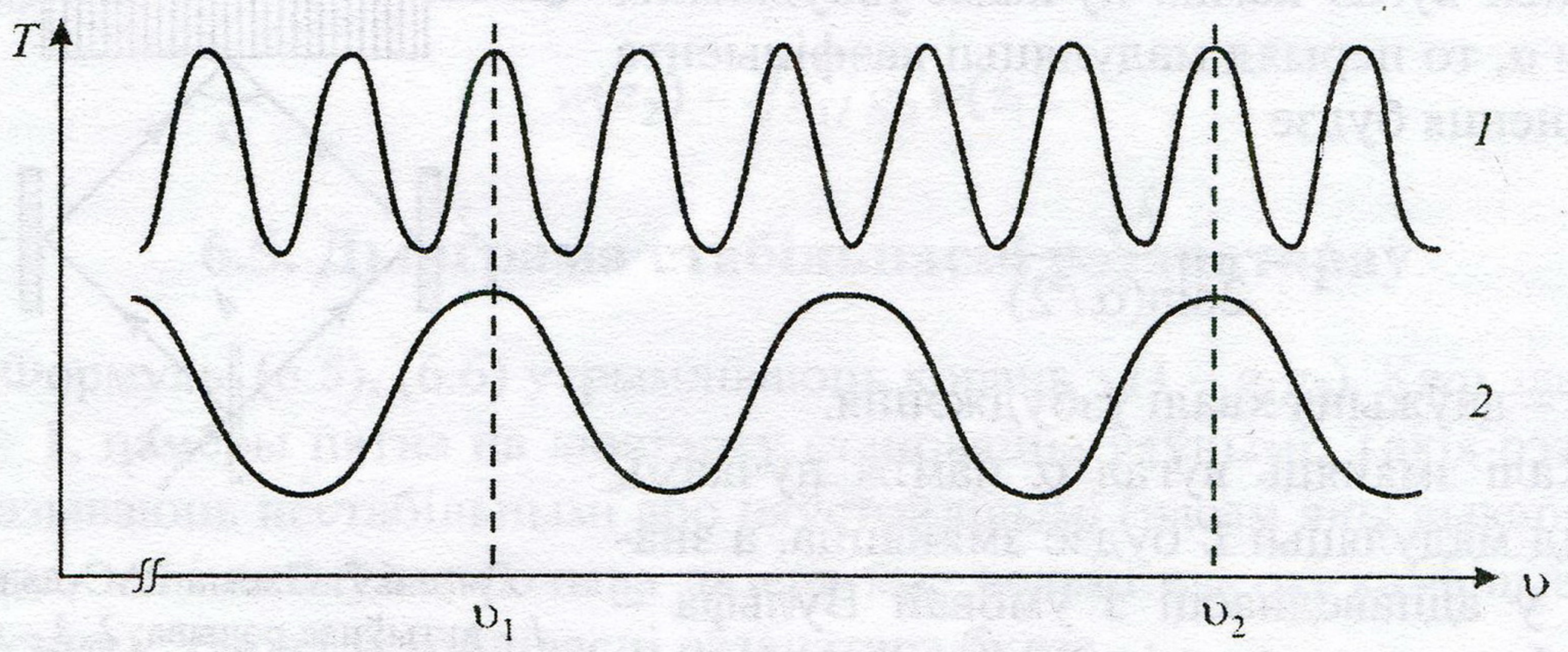
1. Памяншэнне базы рэзанатара. Як вядома, спектральная адлегласць паміж аксіяльнымі модамі

$$\Delta\upsilon = \frac{c}{2nL}.$$

Тут c – хуткасць святла; n – паказчык пераламлення актыўнага рэчыва; L – база рэзанатара.

Калі памяншаць базу рэзанатара, то магчыма зрабіць $\Delta\upsilon$ такой, што ў паласу ўзмацнення пападзе толькі адна мода. Напрыклад, для гелій-неонавага лазера пры L = 0,15 м будзе генерыравацца адна аксіяльная мода, пры L = 1,5 м – дзесяць. Але пры памяншэнні даўжыні рэзанатара мы адначасова памяншаем і аб'ём актыўнага рэчыва ў рэзанатары і, як вынік, – магутнасць генерацыі.

2. Інтэрферэнцыйны метад. Пры гэтым метадзе ў рэзанатар дадаткова ставіцца яшчэ адно люстэрка або інтэрферометр Фабры – Перо. Генерацыя ўзнікае на частотах, для якіх адначасова выконваецца ўмова ўтварэння стаячых хваляў (υ_1 і υ_2 на рыс. 6.8).



Рыс. 6.8. Селекцыя аксіяльных мод:
1 – прапусканне рэзанатара з вялікай базай; *2* – прапусканне рэзанатара з малой базай

Падабраўшы адпаведную базу дадатковага інтэрферометра, дабіваюцца генерацыі толькі на адной аксіяльнай модзе.

Для селекцыі папярочных мод у рэзанатар змяшчаюць дыяфрагму. Пры гэтым уводзяцца дадатковыя страты. Але для моды $ТЕМ_{00}$ яны меншыя, чым для мод высокіх парадкаў. У выніку, падабраўшы дыяметр дыяфрагмы, магчыма атрымаць генерацыю толькі на модзе $ТЕМ_{00}$. Аднак пры гэтым губляецца частка магутнасці.

6.8. Кагерэнтнасць лазерных крыніц святла

Кагерэнтнасць лазернага выпрамянення вызначаецца галоўным чынам яго модавай структурай. Высокую кагерэнтнасць маюць толькі лазеры, якія працуюць на адной аксіяльнай і адной папярочнай модзе. Кагерэнтнасць святла шматмодавых лазераў можа быць меншай за кагерэнтнасць святла ад цеплавой крыніцы (пэўным чынам адфільтраванага).

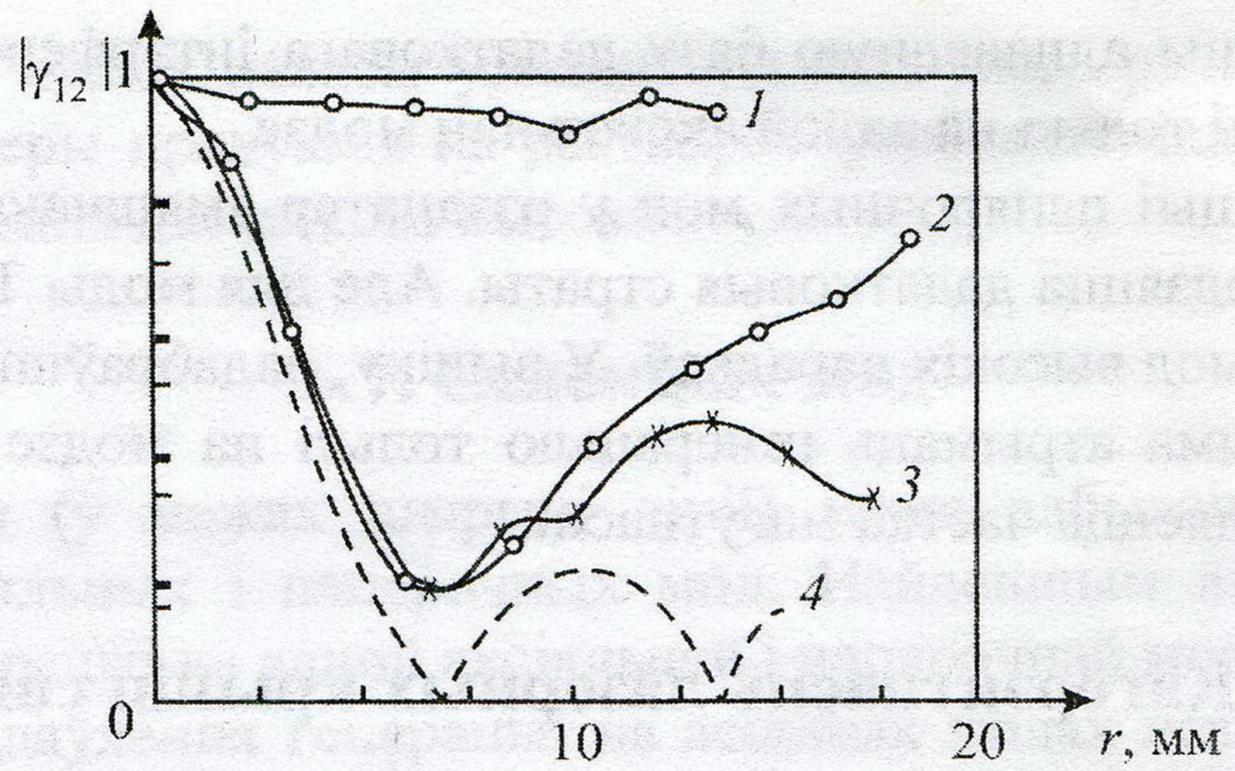
Часавая кагерэнтнасць лазера звязана з шырынёй паласы генерацыі наступным чынам:

$$\tau_c \simeq \frac{1}{\Delta\upsilon},$$

дзе τ_c – час кагерэнтнасці.

Такім чынам, кагерэнтнасць лазера, які генерыруе на адной модзе, вельмі высокая, бо спектр адной аксіяльнай моды вельмі вузкі. Лазеры з добрай стабілізацыяй частаты ў бачным дыяпазоне маюць шырыню паласы генерацыі да $\Delta\upsilon \simeq 1$ кГц, што адпавядае часу кагерэнтнасці $\tau_c \simeq 1$ мс. Даўжыня кагерэнтнасці пры гэтым дасягае $l_c = c\tau_c \simeq 300$ км. Але калі генерацыя адбываецца на некалькіх аксіяльных модах, то шырынёй спектра трэба лічыць спектральную адлегласць ад першай да апошняй моды. Пры гэтым часавая кагерэнтнасць значна змяншаецца (трэба заўважыць, што пры сінхранізацыі мод кагерэнтнасць можа таксама стаць вельмі высокай). Практычна ўсе цвёрдацельныя і большасць газавых лазераў працуюць на некалькіх аксіяльных модах.

Прасторавая кагерэнтнасць лазера, які працуе на адной папярочнай модзе, – поўная, г. зн. што вобласцю кагерэнтнасці з'яўляецца ўвесь пучок. Але калі пачынаецца генерацыя на некалькіх папярочных модах, кагерэнтнасць рэзка змяншаецца і лазер становіцца падобным на цеплавую крыніцу святла. На рыс. 6.9 паказана залежнасць ступені прасторавай кагерэнтнасці гелій-неонавага лазера ад колькасці папярочных мод. Толькі



Рыс. 6.9. Ступень прасторавай кагерэнтнасці газавага лазера:
1 – адна папярочная мода; *2* – дзве моды; *3* – шматмодавы рэжым;
4 – адпаведная цеплавая крыніца святла

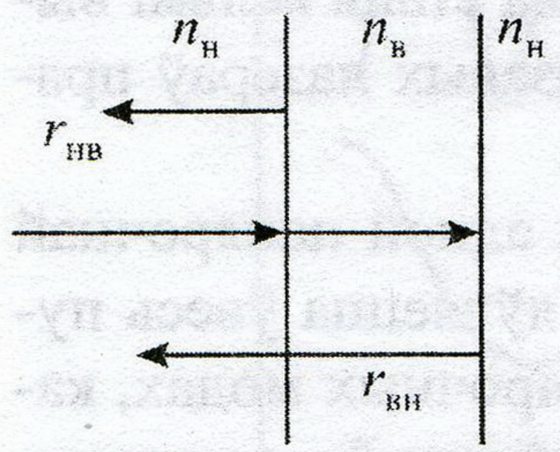
для аднамодавай генерацыі кагерэнтнасць значна адрозніваецца ад кагерэнтнасці, разлічанай для адпаведнай цеплавой крыніцы святла.

Большасць газавых лазераў, што выпускае прамысловасць, працуюць на адной папярочнай модзе.

6.9. Шматслойныя дыэлектрычныя люстэркі

Лазерныя люстэркі звычайна вырабляюць метадам нанясення шматслойнага дыэлектрычнага пакрыцця на плоскую або сферычную падложку (часцей за ўсё шкляную). Такім жа чынам прасвятляюць аптычныя паверхні для тарцоў актыўных элементаў цвёрдацельных лазераў. Шырокае распаўсюджанне шматслойных пакрыццяў звязана з тым, што слаі складаюцца з аптычна празрыстых матэрыялаў і таму могуць вытрымліваць высокія інтэнсіўнасці лазерных пучкоў. Металічныя ж люстэркі (Al, Ag, Au) маюць значнае паглынанне і таму разбураюцца пры высокіх інтэнсіўнасцях.

Для таго каб атрымаць люстэрка, падложку пакрываюць па чарзе слаямі з высокім $n_в$ і нізкім $n_н$ паказчыкамі пераламлення. Разгледзім дзве паверхні слоя з высокім паказчыкам пераламлення (рыс. 6.10).



Рыс. 6.10. Адбіццё святла ад дзвюх паверхняў слоя

Каэфіцыент адбіцця на першай паверхні будзе

$$r_{нв} = \frac{n_н - n_в}{n_н + n_в}.$$

Ён з'яўляецца адмоўным. Гэта азначае, што пры адбіцці поле атрымлівае скачок фазы на π. Пры адбіцці ад наступнай паверхні

$$r_{вн} = \frac{n_в - n_н}{n_в + n_н}$$

зруху фазы няма. Каэфіцыенты прапускання абедзвюх паверхняў аднолькавыя. Калі аптычная таўшчыня слоя $n_в l = \lambda/4$, то пучкі складуцца ў фазе і будуць узмацняць агульны адбіты назад пучок. Такім чынам, калі нанесена дастатковая колькасць чвэрцьхвалевых слаёў, то ў выніку адбіццяў на шматлікіх межах агульная адбівальная здольнасць будзе вельмі высокай. Напрыклад, люстэрка для неадымавага лазера (λ = 1,06 мкм) з падложкай са шкла ВК-7 ($n = 1{,}54$) і дыэлектрычнымі слаямі з $TiO_2 (n_в = 2{,}28)$ і $SiO_2 (n_н = 1{,}45)$ пры 15 слаях дае каэфіцыент адбіцця 99,8 %. Каэфіцыент жа адбіцця на адной паверхні роўны 4,9 %.

7. СТАЦЫЯНАРНАЯ ГЕНЕРАЦЫЯ

Разгледзім асаблівасці генерацыі лазера пры пастаяннай магутнасці ўзбуджэння.

7.1. Магутнасць генерацыі

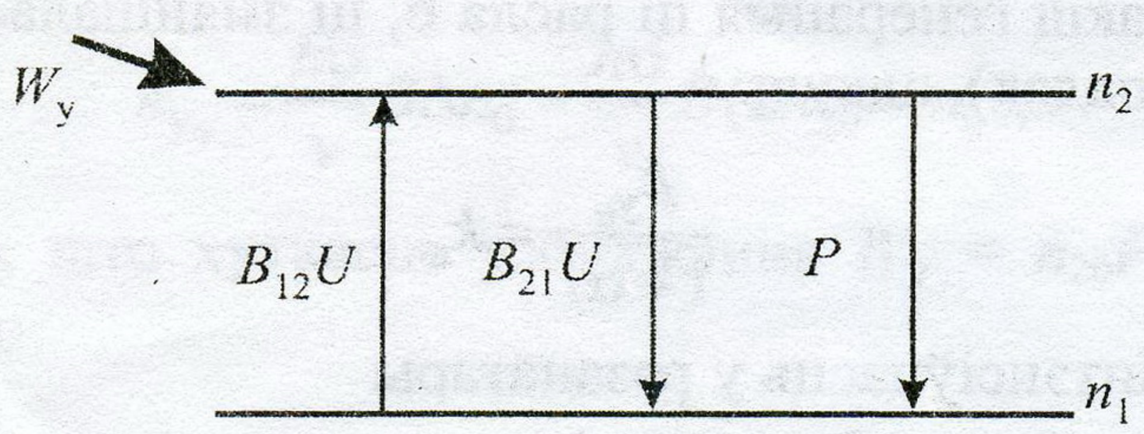
Разгледзім лазер, які складаецца з актыўнага рэчыва і рэзанатара. Частка энергіі ўзбуджэння актыўнага рэчыва траціцца на генерацыю (лазернае выпрамяненне), а частка – на спантанныя пераходы, паглынанне і г. д. Адпаведна каэфіцыент страт будзем дзяліць на каэфіцыент карысных і шкодных страт:

$$k_с = k_{с.к} + k_{с.ш}.$$

Разгледзім двухузроўневую мадэль рэчыва з пастаяннай крыніцай узбуджэння (рыс. 7.1). Лічым, што хуткасць знешняга ўзбуджэння – гэта колькасць узбуджаных актыўных цэнтраў у адзінку часу ў адзінцы аб'ёму.

Лічым узроўні выраджанымі аднолькава: $g_1 = g_2$, тады $B_{21} = B_{12} = B$ і каэфіцыент узмацнення ў адпаведнасці з (5.1) будзе

$$k_у = \frac{h\upsilon}{\nu} B\Delta n.$$



Рыс. 7.1. Двухузроўневая мадэль рэчыва з пастаяннай крыніцай узбуджэння

Для пачатковага моманту часу (калі $U = 0$, г. зн. выпрамянення няма, а ўзбуджэнне пачалося) населенасць узроўню хутка вырасце да такой, што колькасць часцінак, якія прыходзяць на ўзровень *2*, будзе роўная колькасці тых, якія сыходзяць, і такім чынам вельмі хутка ўсталюецца адносная раўнавага з населенасцю ўзроўню n_{20}. Тады хуткасць узбуджэння можна запісаць як

$$W_{\text{у}} = n_{20}P,$$

дзе n_{20} – пачатковая населенасць узроўню *2*.

Але калі мы лічым узбуджэнне пастаянным, то такая ж хуткасць застанецца і надалей. Пачатковую інверсную населенасць (пры адсутнасці генерацыі) абазначым $\Delta n_0 = n_{20} - n_{10}$. У стацыянарным выпадку баланснае раўнанне для ўзроўню *2* будзе

$$n_1 BU + n_{20}P = n_2\left(BU + P\right).$$

Улічыўшы, што $n_1 + n_2 = n_0$ і $n_{10} + n_{20} = n_0$, атрымаем

$$n_0 BU + n_{20}P = n_2\left(2BU + P\right). \qquad (7.1)$$

Тады інверсія населенасці з улікам (7.1) будзе

$$\Delta n = n_2 - n_1 = 2n_2 - n_0 = \frac{(2n_{20} - n_0)P}{2BU + P},$$

або

$$\Delta n = \frac{\Delta n_0}{1 + \alpha I},$$

дзе $\alpha = \dfrac{2B}{Pv}$ – параметр нелінейнасці; $I = Uv$ – інтэнсіўнасць святла ў рэзанатары.

Тады каэфіцыент узмацнення можна запісаць у выглядзе

$$k_{\text{у}} = \frac{k_{\text{у}_0}}{1 + \alpha I}.$$

Пры стацыянарнай генерацыі каэфіцыент узмацнення роўны каэфіцыенту страт (інакш генерацыя ці расла б, ці змяншалася, а гэта ўжо нестацыянарны выпадак), адкуль

$$\frac{k_{\text{у}_0}}{1 + \alpha I} = k_{\text{с}}.$$

Пры гэтым інтэнсіўнасць у рэзанатары

$$I = \frac{k_{\text{у}_0} - k_{\text{с}}}{\alpha k_{\text{с}}}.$$

Знойдзем магутнасць генерацыі, г. зн. магутнасць светлавога патоку, які выходзіць праз люстэркі рэзанатара:

$$W_{\text{г}} = \frac{k_{\text{с.к}}}{k_{\text{с.к}} + k_{\text{с.ш}}} W,$$

дзе W – магутнасць, што выдзяляецца ў актыўным рэчыве.

Узмацненне святла ў актыўным рэчыве падпарадкоўваецца таксама закону Бугера:

$$I = I_0 \exp(k_{\text{у}} z),$$

або

$$dI = k_{\text{у}} I dz.$$

Але $\frac{dI}{dz}$ – гэта магутнасць, што выдзяляецца ў адзінцы аб'ёму. Тады

$$W = \frac{dI}{dz} V = V k_{\text{у}} I = \frac{V}{\alpha}(k_{\text{у}_0} - k_{\text{с}}),$$

дзе V – аб'ём актыўнага рэчыва.

Такім чынам, магутнасць генерацыі будзе

$$W_{\text{г}} = \frac{V}{\alpha}(k_{\text{у}_0} - k_{\text{с.к}} - k_{\text{с.ш}}) \frac{k_{\text{с.к}}}{k_{\text{с.к}} + k_{\text{с.ш}}}. \qquad (7.2)$$

7.2. Парог генерацыі

З формулы (7.2) відаць, што неабходнай умовай для з'яўлення магутнасці генерацыі ёсць патрабаванне

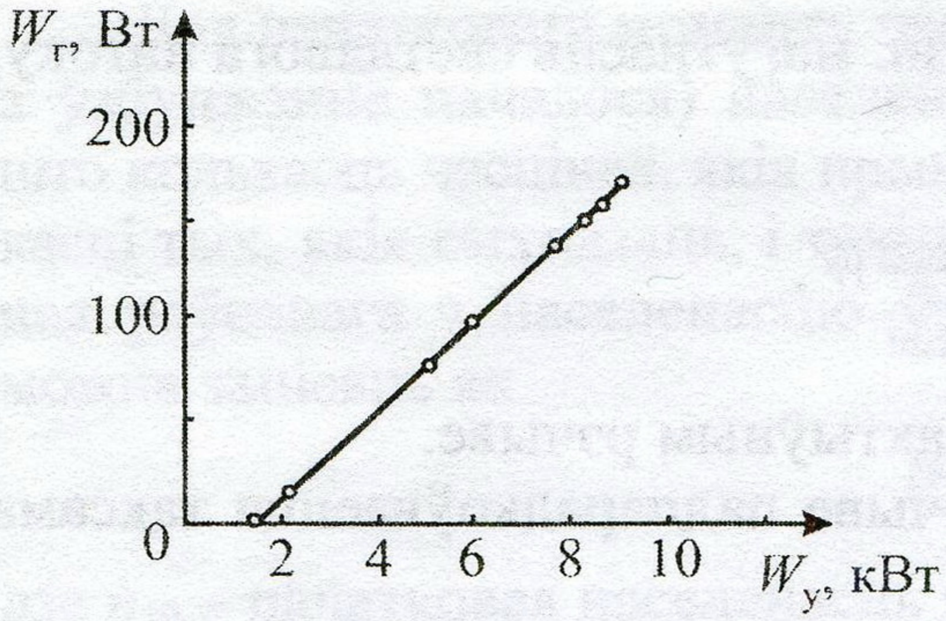
$$k_{\text{у}_0} > k_{\text{с.к}} + k_{\text{с.ш}}.$$

Гэта азначае, што пачатковы каэфіцыент узмацнення павінен быць вышэйшы за сумарны каэфіцыент страт. Велічыня яго будзе

$$k_{\text{у}_0} = \frac{h\upsilon}{\nu} B \Delta n_0 = \frac{h\upsilon}{\nu} B(2n_{20} - n_0),$$

ці з улікам таго, што хуткасць узбуджэння $W_{\text{у}} = n_{20}P$, магутнасць яго будзе $W'_{\text{у}} = n_{20}Ph\upsilon$:

$$k_{\text{у}_0} = \frac{h\upsilon}{\nu} B\left(\frac{2W_{\text{у}}}{Ph\upsilon} - n_0\right). \qquad (7.3)$$



Рыс. 7.2. Залежнасць магутнасці генерацыі ад магутнасці лямпы ўзбуджэння ў магутным неадымавым (Nd : YAG) лазеры

Парогавае значэнне ўзбуджэння $W_у^n$ (велічыня ўзбуджэння, пры якой пачынаецца генерацыя) знойдзем з умовы роўнасці пачатковага каэфіцыента ўзмацнення каэфіцыенту страт – менавіта з гэтага моманту пачынаецца генерацыя:

$$k_с = \frac{h\upsilon}{\nu} B\left(\frac{2W_у^n}{Ph\upsilon} - n_0\right),$$

адкуль

$$W_у^n = \frac{P}{2}\left(n_0 + \frac{Vk_с}{h\upsilon B}\right).$$

Залежнасць магутнасці генерацыі ад хуткасці ўзбуджэння атрымаем пры падстаноўцы (7.3) у (7.2) у выглядзе

$$W_г = \frac{V}{\alpha}\left(\frac{h\upsilon}{\nu} B\left(\frac{2W_у}{P} - n_0\right) - k_с\right)\frac{k_{с.к}}{k_с}. \qquad (7.4)$$

Гэтая залежнасць з'яўляецца лінейнай (рыс. 7.2), што і выкарыстоўваецца ў эксперыментах для вызначэння парогавага ўзбуджэння.

7.3. Аптымальная сувязь рэзанатара

Разгледзім, як залежыць магутнасць генерацыі лазера ад каэфіцыентаў адбіцця люстэркаў рэзанатара. Зразумела, што ў крайніх выпадках, калі каэфіцыенты адбіцця люстэркаў $R = 0$ і $R = 1$, генерацыя адсутнічае. У першым выпадку таму, што няма адваротнай сувязі, у другім – таму, што святло не можа выйсці з рэзанатара. Гэта азначае, што існуе аптымальнае значэнне каэфіцыентаў адбіцця люстэркаў. Каэфіцыенты адбіцця люстэркаў звязаны з каэфіцыентам карысных страт:

$$k_{с.к} = \frac{1}{L}\ln\left(\frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}}\right). \qquad (7.5)$$

Аптымальнае значэнне каэфіцыента карысных страт $k_{с.к}^a$ знойдзем з дапамогай (7.4) з умовы

$$\frac{dW_г}{dk_{с.к}} = 0.$$

Адсюль атрымаем

$$k^{a}_{\text{с.к}} = \sqrt{k_{\text{у}_0} k_{\text{с.ш}}} - k_{\text{с.ш}}. \qquad (7.6)$$

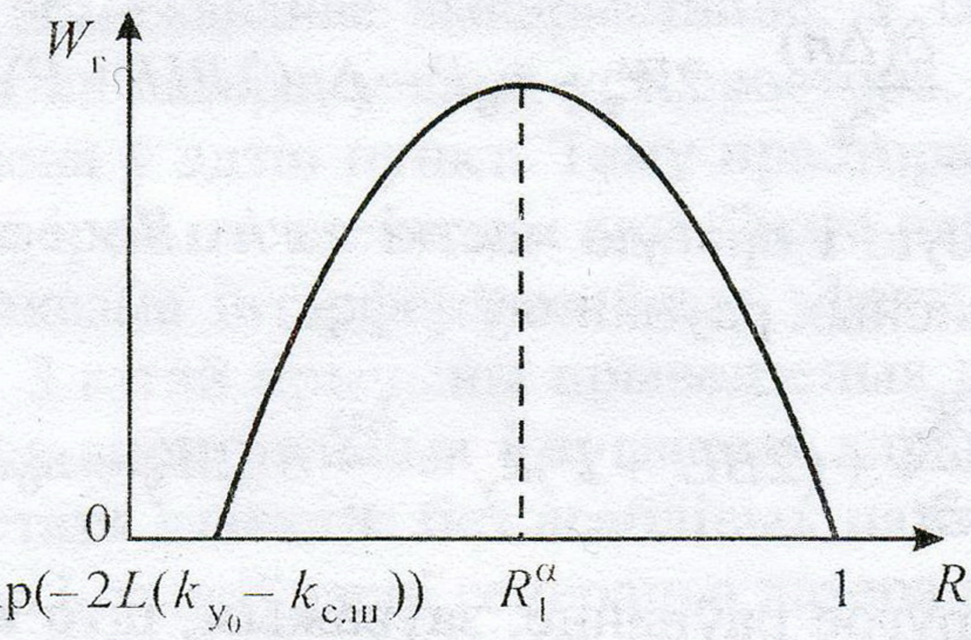
Улічым, што адно з люстэркаў лазера звычайна глухое (напрыклад, $R_1 = 1$), і з дапамогай (7.5) знойдзем аптымальны каэфіцыент адбіцця паўпразрыстага люстэрка:

$$R^{a}_{i} = \exp\left(-2L\left(\sqrt{k_{\text{у}_0} k_{\text{с.ш}}} - k_{\text{с.ш}}\right)\right).$$

Магутнасць генерацыі пры гэтым максімальная і велічыня яе з улікам (7.2), (7.6)

$$W^{m}_{\text{г}} = \sqrt{k_{\text{у}_0}} - \sqrt{k_{\text{с.ш}}}.$$

Характар залежнасці магутнасці генерацыі ад каэфіцыента адбіцця паўпразрыстага люстэрка паказаны на рыс. 7.3.



Рыс. 7.3. Залежнасць магутнасці генерацыі ад каэфіцыента адбіцця паўпразрыстага люстэрка

8. ДЫНАМІЧНЫЯ ПРАЦЭСЫ Ў ЛАЗЕРАХ

Строга кажучы, генерацыя лазера ніколі не з'яўляецца стацыянарнай. Разгледзім дынаміку генерацыі лазера, якую не паказвае рэжым стацыянарнай генерацыі, бо, напрыклад, у цвёрдацельных лазерах практычна заўсёды выкарыстоўваюцца імпульснае ўзбуджэнне і мадулятары для атрымання кароткіх імпульсаў.

8.1. Балансныя раўнанні

Каб колькасна апісаць рэжым генерацыі, будзем выкарыстоўваць кінетычныя раўнанні для населенасці ўзроўняў. Лічым, што ў рэзанатары размеркаванне выпрамянення па даўжыні і аб'ему актыўнага рэчыва

з'яўляецца раўнамерным, а час абходу рэзанатара святлом значна меншы за час рэлаксацыі актыўнага рэчыва і характэрны час нестабільнасці ўзбуджэння. Для двухузроўневай сістэмы са знешнім узбуджэннем $W_{\text{у}}(t)$ (рыс. 8.1) змяненне населенасці ўзроўню *2* абумоўлена наступнымі фактарамі: павелічэнне за кошт паглынання і знешняга ўзбуджэння і памяншэнне за кошт спантанных і вымушаных пераходаў.

Такім чынам, зыходная сістэма раўнанняў будзе

$$\frac{\partial n_2}{\partial t} = n_1 BU - n_2(BU + P) + W_{\text{у}}, \qquad (8.1)$$

$$n_1 + n_2 = n_0.$$

Улічым, што $\Delta n = n_2 - n_1 = 2n_2 - n_0$, тады $\frac{\partial(\Delta n)}{\partial t} = \frac{\partial(2n_2)}{\partial t}$ і, выкарыстаўшы першае раўнанне сістэмы (8.1), атрымаем

$$\frac{\partial(\Delta n)}{\partial t} = 2W_{\text{у}} - n_0 P - \Delta n(2BU + P).$$

Дамножым левую і правую часткі на $h\upsilon B/v$ і з улікам (5.1) будзем мець першае з балансных раўнанняў:

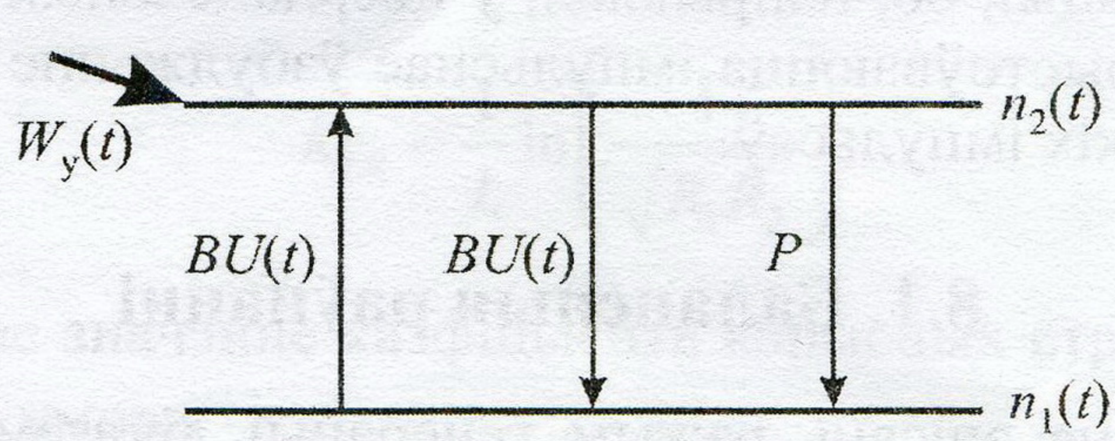
$$\frac{\partial k_{\text{у}}}{\partial t} + (2BU + P)k_{\text{у}} = \frac{h\upsilon}{v} B(2W_{\text{у}} - n_0 P). \qquad (8.2)$$

Каб вывесці другое раўнанне, заўважым, што выкарыстаўшы закон Бугера для поля ў рэзанатары, у агульным выпадку можна запісаць

$$\frac{dI(z,t)}{dz} = (k_{\text{у}} - k_{\text{с}})I(z,t),$$

але

$$\frac{dI}{dz} = \frac{\partial I}{\partial z} + \frac{\partial I}{\partial t}\frac{\partial t}{\partial z} = \frac{\partial I}{\partial z} + \frac{1}{v}\frac{\partial I}{\partial t}.$$



Рыс. 8.1. Мадэль двухузроўневай сістэмы са знешнім узбуджэннем

Пры аднародным размеркаванні інтэнсіўнасці ў актыўным рэчыве $\frac{\partial I}{\partial z} = 0$, тады

$$\frac{1}{v}\frac{\partial I}{\partial z} = \left(k_{\text{у}} - k_{\text{с}}\right) I,$$

ці з улікам таго, што $I = Uv$, атрымаем другое баланснае раўнанне:

$$\frac{\partial U}{\partial t} = v(k_{\text{у}} - k_{\text{с}})U. \qquad (8.3)$$

Мы атрымалі раўнанні (8.2) і (8.3), якія дазваляюць знайсці невядомыя значэнні каэфіцыента ўзмацнення $k_{\text{у}}$ і шчыльнасці энергіі выпрамянення U, і, такім чынам, апісаць дынаміку генерацыі лазера. Заўважым, што раўнанні, падобныя на (8.2), (8.3), упершыню былі атрыманыя Статцам дэ Марсам у 1960 г. Яны, як і разгледжаныя намі балансныя раўнанні, маюць даволі абмежаванае выкарыстанне. У іх разглядаецца так званая пунктавая мадэль лазера, у якой уся прастора, занятая актыўным рэчывам, як бы зведзена ў адзін пункт. Таму прасторавыя эфекты, такія, як неаднароднасць інверсіі населенасці і актыўнага рэчыва, не ўлічваюцца. Не ўлічваюцца таксама інтэрферэнцыйныя эфекты, бо разглядаецца толькі інтэнсіўнасць. З гэтай прычыны прыведзеныя вышэй раўнанні не дазваляюць разлічваць спектральныя і вуглавыя характарыстыкі выпрамянення. Але іх прастата дазваляе без асаблівых цяжкасцей разгледзець галоўнае – залежнасць інтэнсіўнасці генерацыі лазера ад часу.

8.2. Рэжым свабоднай генерацыі

Разгледзім лазер, які складаецца з рэзанатара і актыўнага рэчыва. Элементы для кіравання параметрамі ў рэзанатары адсутнічаюць. Дзейнічае знешняя ўзбуджэнне магутнасцю $W_{\text{у}}$. У пачатковы момант часу генерацыі няма, $U = 0$. Тады з раўнання (8.2), якое будзе мець выгляд

$$\frac{\partial k_{\text{у}}}{\partial t} + Pk_{\text{у}} = \frac{h\upsilon}{v} B(2W_{\text{у}} - n_0 P),$$

знойдзем залежнасць каэфіцыента ўзмацнення ад часу. Гэта раўнанне віду $y' + f y = g$. Лічым $W_{\text{у}} = \text{const}$. Зробім замену пераменных $y = x + g/f$ і атрымаем раўнанне $x' + fx = 0$. Развязкам яго з'яўляецца функцыя $x = x_0 \exp(-ft)$, адкуль пры падстаноўцы

$$k_{\text{у}} = k_{\text{у}_0} \exp(-Pt) + \frac{h\upsilon}{v} B\left(\frac{2W_{\text{у}}}{P} - n_0\right)(1 - \exp(-Pt)). \qquad (8.4)$$

Няхай у пачатковы момант часу рэчыва знаходзілася ў няўзбуджаным стане $k_{y_0} = -k_0$ ($-k_0$ – пачатковы каэфіцыент паглынання). Пры $t \to \infty$ каэфіцыент узмацнення будзе максімальным:

$$k_y^m = \frac{h\upsilon}{\nu} B\left(\frac{2W_y}{P} - n_0\right). \tag{8.5}$$

Тады (8.4) можна запісаць у выглядзе

$$k_y = k_y^m(1 - \exp(-Pt)) - k_0 \exp(-Pt). \tag{8.6}$$

Знойдзем час (ад пачатку дзеяння ўзбуджэння), за які дасягаецца інверсія населенасцей t_i (рыс. 8.2). Улічыўшы, што ў гэты момант $k_y = 0$, з (8.6) атрымаем

$$t_i = 1/P \ln\left(1 + k_0 / k_y^m\right).$$

Для таго каб знайсці час, праз які пачынаецца генерацыя $t_г$, улічым, што генерацыя пачынаецца, калі каэфіцыент узмацнення перавысіць каэфіцыент страт. Тады

$$k_c = k_y^m - (k_0 + k_y^m)\exp(-Pt),$$

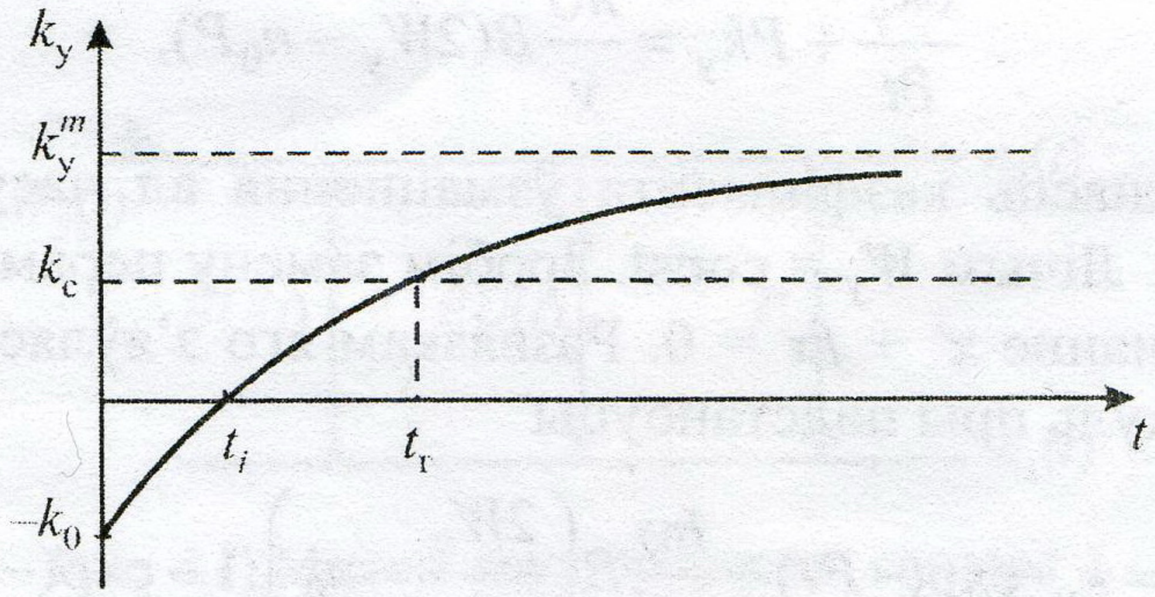
адкуль

$$t_г = 1/P \ln\left(\frac{k_y^m + k_0}{k_y^m - k_c}\right).$$

Праз час $t_г$ пачынаецца генерацыя. Для таго каб яе прааналізаваць, трэба разгледзець сістэму балансных раўнанняў (бо $U \neq 0$):

$$\frac{\partial k_y}{\partial t} + (2BU + P)k_y = \frac{h\upsilon}{\nu} B(2W_y - n_0 P),$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} = \nu\left(k_y - k_c\right)U,$$



Рыс. 8.2. Залежнасць каэфіцыента ўзмацнення ад часу

з пачатковымі ўмовамі: пры $t = t_г \Rightarrow k_у = k_с$ і $U = 0$. Строга гэтая сістэма развязваецца лічбавымі метадамі. У залежнасці ад параметраў (хуткасць узбуджэння $W_у$, час рэлаксацыі) могуць назірацца наступныя рэжымы.

1. Затухальныя пульсацыі, пры гэтым магутнасць генерацыі выходзіць на стацыянарнае значэнне.

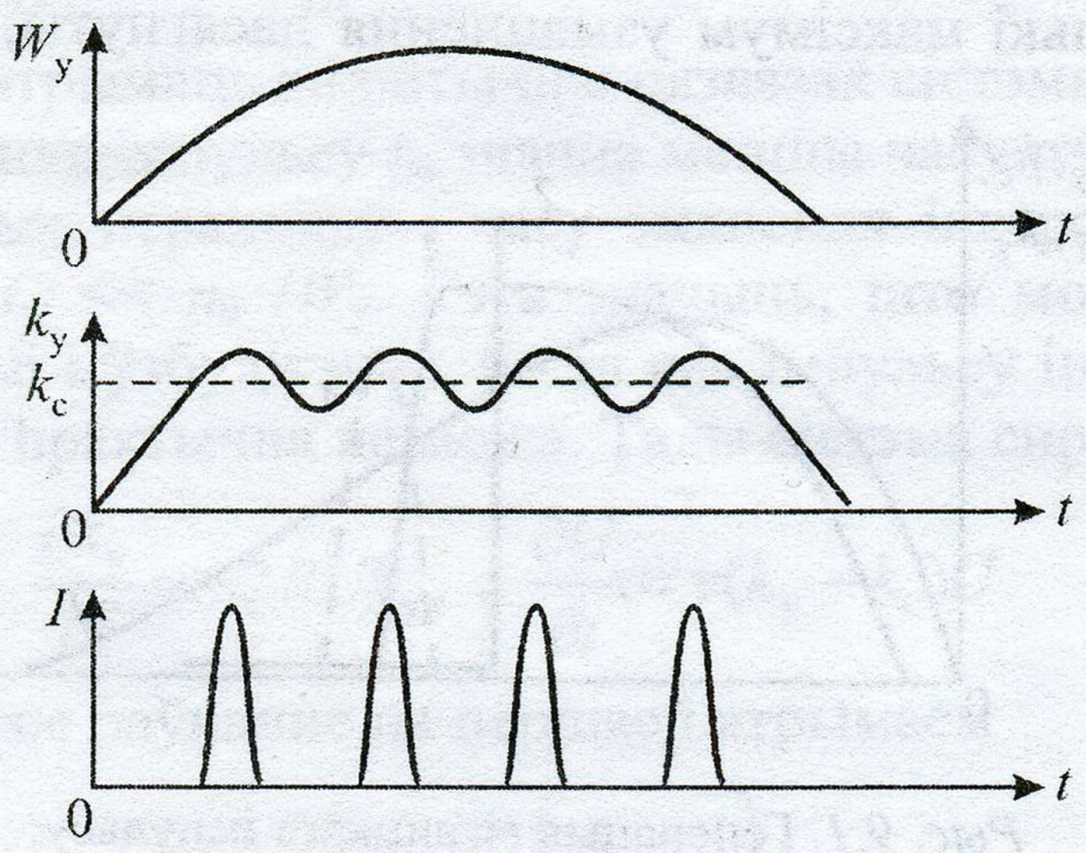
2. Незатухальныя рэгулярныя ваганні магутнасці генерацыі.

3. Незатухальныя нерэгулярныя ваганні накшталт хаатычных (для шматмодавай генерацыі).

8.3. Пічковая структура выпрамянення

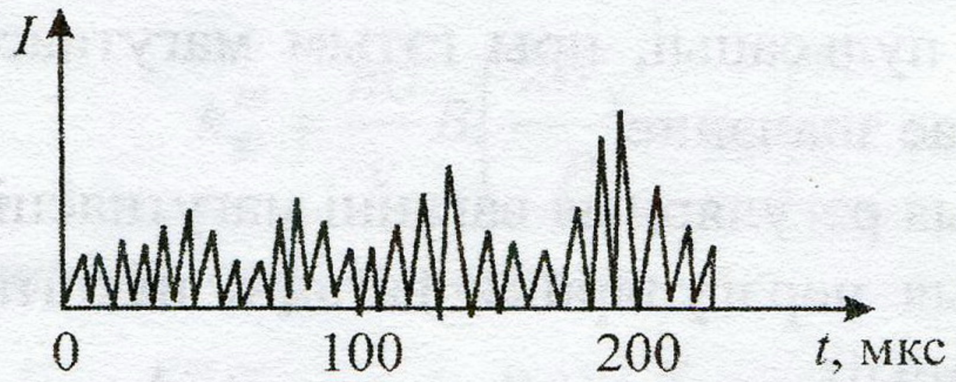
У рэальных цвёрдацельных лазерах працэс генерацыі ў большасці выпадкаў адбываецца наступным чынам. Высакавольтны кандэнсатар разраджаецца праз імпульсную лямпу, святло якой канцэнтруецца на актыўным элеменце. Даўжыня светлавога імпульсу ў залежнасці ад канструкцыі складае 0,1–10 мс. На рыс. 8.3 верхняя крывая паказвае залежнасць магутнасці лямпы ўзбуджэння ад часу. Сярэдняя крывая адлюстроўвае рост каэфіцыента ўзмацнення; $k_у$ расце, пакуль не дасягае каэфіцыента страт. Пачынаецца генерацыя, і вымушанае выпрамяненне рэзка змяншае каэфіцыент узмацнення. Лазер (на ніжняй крывой) выдае адзін імпульс, і генерацыя спыняецца.

Але ўзбуджэнне працягвае дзейнічаць, таму каэфіцыент узмацнення зноў пачынае расці і зноў генерыруецца імпульс лазернага выпрамянення. Працэс паўтараецца, пакуль дастаткова магутнасці ўзбуджэння.



Рыс. 8.3. Дынаміка генерацыі імпульснага цвёрдацельнага лазера

Такім чынам, імпульс цвёрдацельнага лазера ўяўляе сабой набор пічкоў (рыс. 8.4). Даўжыня кожнага пічка 0,1–1 мкс, адлегласць паміж пічкамі 1–10 мкс.



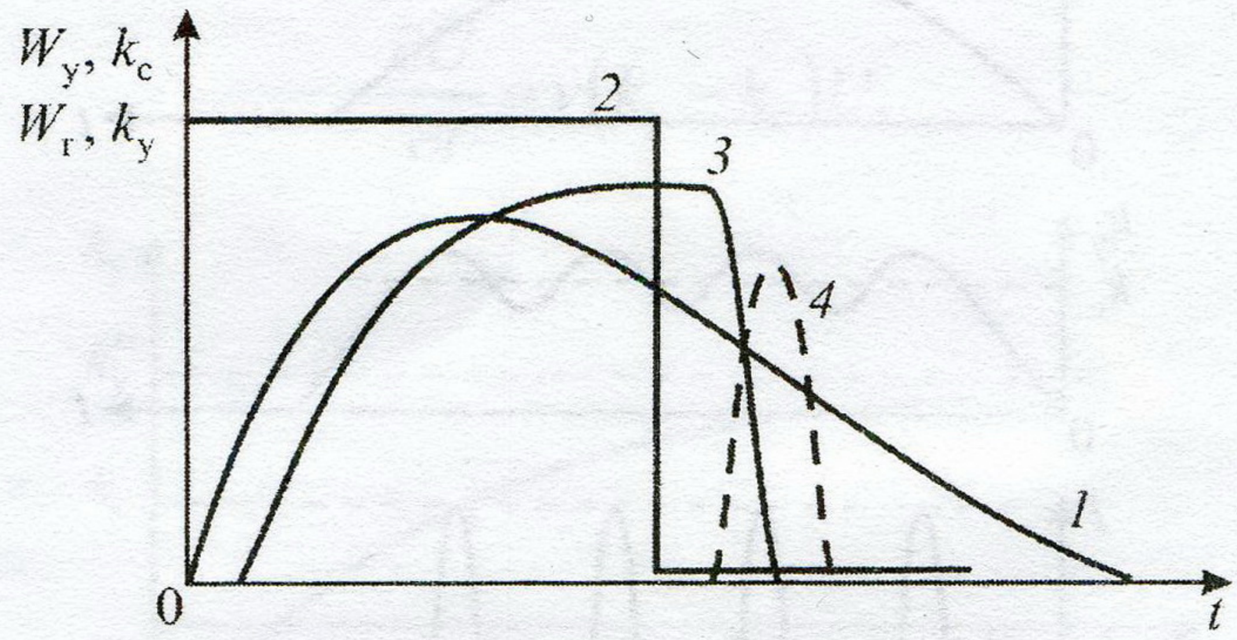
Рыс. 8.4. Пічковая структура імпульсу рубінавага лазера

9. ГЕНЕРАЦЫЯ ГІГАНЦКІХ ІМПУЛЬСАЎ

Пры рэжыме свабоднай генерацыі не ўдаецца атрымаць значнага перавышэння каэфіцыента ўзмацнення над каэфіцыентам страт з-за ўзнікнення генерацыі. Таму максімальная магутнасць лазернага выпрамянення складае ~10 кВт. Прымяненне ж лазераў часта патрабуе высокай пікавай магутнасці. Разгледзім метады атрымання гіганцкіх імпульсаў.

9.1. Магутнасць генерацыі

Для павышэння магутнасці быў прапанаваны метад пераключэння страт (мадуляцыі Q-фактара) рэзанатара. Ідэя метаду ў тым, каб затрымаць развіццё генерацыі на час, пакуль каэфіцыент узмацнення не дасягне высокага значэння. Пакуль ідзе павелічэнне каэфіцыента ўзмацнення ў актыўным рэчыве, страты (і парог генерацыі) павінны быць высокімі (рыс. 9.1). Як толькі максімум узмацнення дасягнуты, каэфіцыент страт



Рыс. 9.1. Генерацыя гіганцкага імпульсу:
1 – залежнасць магутнасці ўзбуджэння ад часу; *2* – ад каэфіцыента страт рэзанатара; *3* – ад каэфіцыента ўзмацнення; *4* – ад магутнасці генерацыі

зніжаецца да мінімальнай велічыні. У выніку значнага перавышэння $k_у$ над $k_с$ развіваецца магутны монаімпульс (рэжым генерацыі гіганцкіх імпульсаў).

У развіцці імпульсу генерацыі можна выдзеліць тры этапы. Першы – этап нарастання каэфіцыента ўзмацнення $k_у < k_с$, $U = 0$. Другі – этап павольнага развіцця генерацыі (~100 нс). Страты ў гэты час ужо знізіліся да мінімальнага ўзроўню, $k_у = \text{const} >> k_с$. Генерацыя ўзнікае са спантаннага выпрамянення. Трэці – этап хуткага нелінейнага развіцця генерацыі. Шчыльнасць энергіі выпрамянення ў рэзанатары дасягае такой велічыні, што верхні лазерны ўзровень хутка спусташаецца і каэфіцыент узмацнення рэзка зніжаецца. Калі каэфіцыент узмацнення становіцца меншы за каэфіцыент страт, генерацыя спыняецца. На гэтым этапе генерыруецца гіганцкі імпульс, у якім знаходзіцца практычна ўся энергія генерацыі. Даўжыня яго ~10 нс, магутнасць ~10 МВт. Генерацыю гіганцкіх імпульсаў апісваюць тымі ж раўнаннямі, што і рэжым свабоднай генерацыі. На пёршым этапе каэфіцыент узмацнення расце да велічыні (гл. (8.6))

$$k_у^1 = k_у^m(1 - \exp(-Pt_в)) - k_0 \exp(-Pt_в),$$

дзе $t_в$ – час выключэння страт.

Другі этап практычна нічога не мяняе: $U \cong 0$, $k_у \cong k_у^1$. На трэцім этапе хутка развіваецца генерацыя. Для апісання яе неабходна выкарыстаць сістэму балансных раўнанняў (8.2), (8.3):

$$\frac{\partial k_у}{\partial t} + (2BU + P)k_у = \frac{h\upsilon}{v} B(2W_у - n_0 P),$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} = v(k_у - k_с)U.$$

Для таго каб атрымаць аналітычны развязак сістэмы, будзем лічыць, што час развіцця монаімпульсу $t_м$ значна меншы часу рэлаксацыі інверсіі за кошт спантанных пераходаў і часу змянення інверсіі за кошт узбуджэння $t_м << P^{-1}$, $t_м << n_0 / W_у$. Гэта значыць, што можна не ўлічваць працэсы рэлаксацыі і ўзбуджэння, бо за час імпульсу інверсія з-за гэтых працэсаў змяніцца практычна не можа. Тады сістэма спрашчаецца:

$$\frac{\partial k_у}{\partial t} = -2BUk_у, \qquad \frac{\partial U}{\partial t} = v(k_у - k_с)U.$$

Падзелім другое раўнанне на першае і атрымаем

$$\frac{\partial U}{\partial k_у} = \frac{v}{2B}\left(\frac{k_с}{k_у} - 1\right).$$

Раздзелім пераменныя і праінтэгруем па U ад U_0 да нейкага U_k, па $k_{\text{у}}$ ад $k_{\text{у}}^1$ да $k_{\text{у}}^k$, у выніку будзем мець

$$U_k - U_0 = \frac{\nu}{2B}\left(k_{\text{с}} \ln\left(k_{\text{у}}^k / k_{\text{у}}^1\right) - k_{\text{у}}^k + k_{\text{у}}^1\right).$$

Улічым, што максімум генерацыі дасягаецца пры $k_{\text{у}} = k_{\text{с}}$ (пры гэтым вытворная (8.3) роўная нулю, што і з'яўляецца ўмовай экстрэмуму), $U_0 \cong 0$, тады максімальная шчыльнасць энергіі выпрамянення ў імпульсе

$$U_m = \frac{\nu}{2B}\left(k_{\text{с}} \ln\left(k_{\text{с}} / k_{\text{у}}^1\right) + k_{\text{у}}^1 - k_{\text{с}}\right).$$

Пры добрай мадуляцыі страт $k_{\text{у}}^1 >> k_{\text{с}}$, і ў прыбліжэнні поўнага выключэння страт атрымаем

$$U_m = \frac{\nu k_{\text{у}}^1}{2B}.$$

Самая высокая магутнасць генерацыі дасягаецца, калі каэфіцыент узмацнення напачатку трэцяга этапу роўны максімальнаму $k_{\text{у}}^1 = k_{\text{у}}^m$. Велічыня яе з улікам (8.5) будзе

$$U_{\max} = h\upsilon\left(\frac{W_{\text{у}}}{P} - \frac{n_0}{2}\right).$$

9.2. Актыўнае пераключэнне страт

Гіганцкія імпульсы з дапамогай актыўнага пераключэння страт атрымліваюцца наступным чынам. У рэзанатар лазера змяшчаюць затвор, прапусканне якога можна змяняць (пры гэтым будуць змяняцца страты ў рэзанатары). Кіруе затворам знешні сігнал, з дапамогай якога можна рэгуляваць момант выключэння страт. Звычайна страты выключаюцца тады, калі каэфіцыент узмацнення дасягае максімуму. Пры гэтым атрымліваем максімальную магутнасць генерацыі.

Найбольш распаўсюджаны наступныя спосабы пераключэння страт.

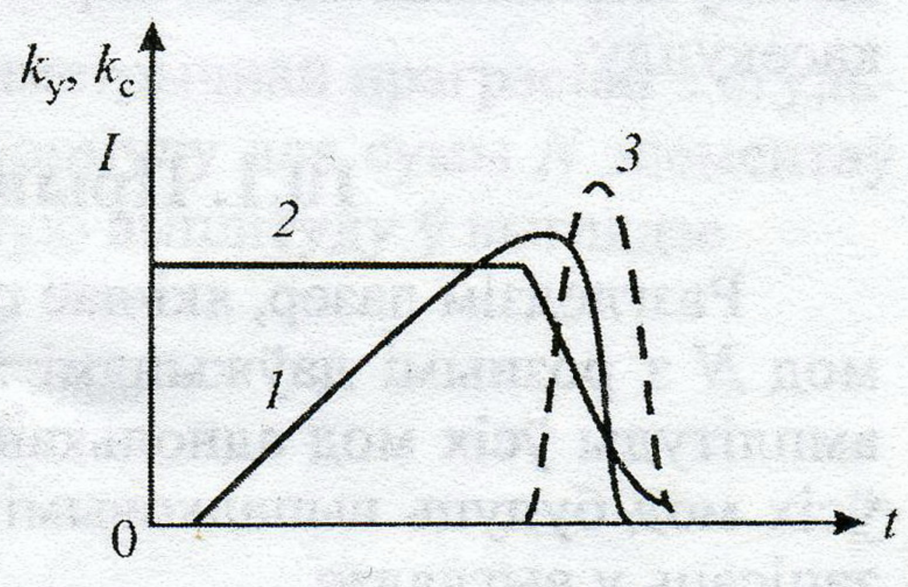
1. Электрааптычны. Затвор тут складаецца з электрааптычнага крышталю і палярызацыйных прызмаў. Грунтуецца на змяненні паказчыка пераламлення незвычайнай хвалі ў крышталі пад дзеяннем знешняга электрычнага поля, што прыводзіць да павароту плоскасці палярызацыі светлавой хвалі. У залежнасці ад таго, прыкладзена электрычнае поле ці не, яна праходзіць або не праходзіць праз палярызацыйную прызму.

2. Оптыка-механічны. Пры гэтым метадзе круціцца адно з люстэркаў рэзанатара. Генерацыя магчыма толькі ў той кароткі час, калі гэтае люстэрка перпендыкулярнае восі рэзанатара. Успышка лямпы ўзбуджэння дакладна сінхранізуецца адносна становішча люстэрка такім чынам, каб у момант самага высокага каэфіцыента ўзмацнення яно павярнулася дакладна перпендыкулярна восі рэзанатара. У гэты момант і генерыруецца гіганцкі імпульс.

3. Акустааптычны. У акустааптычным затворы (звычайна гэта празрысты крышталь) узбуджаецца стаячая гукавая хваля. Паказчык пераламлення крышталю ў пучнасцях гукавой хвалі змяняецца і такім чынам ствараюцца перыядычныя неаднароднасці, на якіх дыфрагіруе выпрамяненне. Гэты стан адпавядае зачыненаму затвору. Пры знікненні хвалі затвор вельмі хутка прасвятляецца.

9.3. Пасіўнае пераключэнне страт

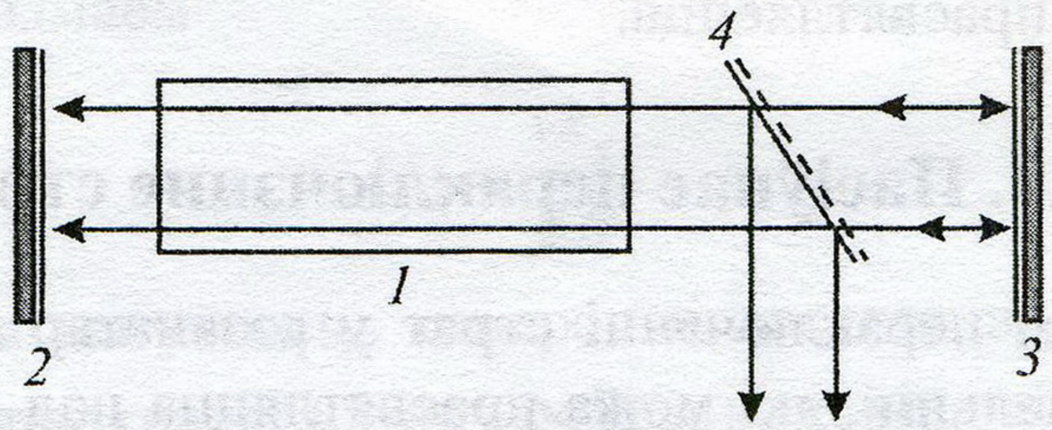
Пры пасіўным пераключэнні страт у рэзанатар лазера змяшчаецца нелінейны паглынальнік, які можа прасвятляцца пад дзеяннем выпрамянення. Тады лазер працуе наступным чынам. Светлавы імпульс узбуджэння паглынаецца ў актыўным рэчыве і пераводзіць яго ў інвертаваны стан. Генерацыі няма, таму што страты з-за паглынання ў нелінейным рэчыве вялікія. Каэфіцыент узмацнення расце (рыс. 9.2). Калі каэфіцыент узмацнення перавысіць каэфіцыент страт, пачынаецца генерацыя. Пад дзеяннем генерыраванага выпрамянення паглынальнік хутка прасвятляецца. Каэфіцыент страт рэзка змяншаецца і генерыруецца гіганцкі імпульс. Даўжыня яго складае 10–100 нс. Магутнасць генерацыі залежыць ад пачатковага каэфіцыента паглынання нелінейнага рэчыва. Найлепшы выпадак – калі максімальны каэфіцыент узмацнення трохі перавышае каэфіцыент страт. Калі ж $k_{\text{у}}^{m} < k_{\text{с}}$, генерацыя не ўзнікае. Калі каэфіцыент страт значна меншы за максімальны каэфіцыент узмацнення, то можа генерыравацца некалькі гіганцкіх імпульсаў за раз, але з меншай пікавай магутнасцю. Пры памяншэнні каэфіцыента страт адбываецца пераход да рэжыму свабоднай генерацыі.



Рыс. 9.2. Генерацыя гіганцкага імпульсу пры пасіўным пераключэнні страт:
1 – залежнасць каэфіцыента ўзмацнення ад часу; *2* – ад каэфіцыента страт; *3* – ад інтэнсіўнасці генерацыі

9.4. Разгрузка рэзанатара

Метад разгрузкі рэзанатара дазваляе вывесці энергію, назапашаную ў рэзанатары, за час, роўны часу поўнага абходу рэзанатара святлом. Ідэя метаду паказана на рыс. 9.3. Рэзанатар пры гэтым складаецца з люстэркаў з каэфіцыентамі адбіцця 100 %. Пучок выводзіцца пры дапамозе спецыяльнага люстэрка, каэфіцыент адбіцця якога $R(t)$ да пэўнага моманту роўны нулю, а потым рэзка павялічваецца да 100 %. Адбываецца гэта ў момант, калі шчыльнасць энергіі выпрамянення ў рэзанатары дасягне максімуму. Такім чынам, гэтае люстэрка за два праходы святла выведзе з рэзанатара ўсю энергію (разгрузіць рэзанатар). Найчасцей метад разгрузкі рэзанатара ўжываецца для лазераў з сінхранізацыяй мод. Люстэрка з пераменным каэфіцыентам адбіцця часцей за ўсё робяць на электрааптычным эфекце ці акустааптычным мадулятары.



Рыс. 9.3. Лазер з разгрузкай рэзанатара:
1 – актыўнае рэчыва; *2*, *3* – глухія люстэркі;
4 – люстэрка з пераменным каэфіцыентам адбіцця

10. СІНХРАНІЗАЦЫЯ МОД

Сінхранізацыя мод з'яўляецца адным з эфектыўных метадаў атрымання вельмі кароткіх і магутных імпульсаў. На сёння з дапамогай гэтага метаду атрыманы самыя кароткія светлавыя імпульсы – менш за адну пікасекунду.

10.1. Прынцыпы сінхранізацыі

Разгледзім лазер, які дае генерацыю на вялікай колькасці аксіяльных мод N з рознымі даўжынямі хваляў. Для прастаты будзем лічыць, што амплітуды ўсіх мод аднолькавыя і роўныя A. У агульным выпадку фазы ўсіх мод будуць выпадковымі і сумарнае поле светлавой хвалі магчыма запісаць у выглядзе

$$E(t) = A\sum_{n=0}^{N-1} e^{i(\omega_n t+\delta_n)},$$

дзе ω_n – частата n-й моды (для зручнасці тут карыстаемся кругавой частатой $\omega = 2\pi\upsilon$); δ_n – яе пачатковая фаза.

Спектральная адлегласць паміж суседнімі модамі ў адпаведнасці з (6.1) будзе

$$\Delta\omega = \omega_n - \omega_{n-1} = 2\pi\frac{c}{2L}.$$

Звычайна моды не сінхранізаваныя па фазе, г. зн. δ_n для розных мод мае розныя значэнні. Моды не кагерэнтныя паміж сабой. Тады выхадная інтэнсіўнасць лазера будзе сумай інтэнсіўнасцей асобных мод:

$$I = NA^2.$$

Інтэнсіўнасць будзе мець толькі слабыя флуктуацыі, якія могуць здарыцца, калі дзве ці тры моды супадуць па фазе.

Уявім сабе, што мы змаглі неяк уздзейнічаць на моды так, што ўсе яны атрымалі аднолькавую пачатковую фазу $\delta_n = \delta$. Такі выпадак і называецца *сінхранізацыяй мод*.

Сумарную амплітуду светлавой хвалі лазера з сінхранізаванымі модамі знойдзем, склаўшы амплітуды асобных мод:

$$E(t) = Ae^{i\delta}\sum_{n=0}^{N-1} e^{i\omega_n t}. \qquad (10.1)$$

Для зручнасці частату n-й моды запішам у выглядзе

$$\omega_n = \omega - n\Delta\omega,$$

дзе ω – частата самай высокачастотнай моды.

З улікам гэтага (10.1) магчыма прывесці да выгляду

$$E(t) = Ae^{i(\omega t+\delta)}(1 + e^{-i\varphi} + e^{-2i\varphi} + \ldots + e^{-i(N-1)\varphi}),$$

дзе $\varphi = \Delta\omega t$.

Выраз справа ў дужках з'яўляецца геаметрычнай прагрэсіяй з агульным членам $e^{-i\varphi}$. Выкарыстаем вядомую формулу для сумы N элементаў геаметрычнай прагрэсіі і атрымаем сумарную амплітуду ў выглядзе

$$E(t) = Ae^{i(\omega t+\delta)}\frac{1+e^{-iN\Delta\omega t}}{1-e^{-i\Delta\omega t}},$$

а інтэсіўнасць сумарнага поля

$$I = EE^* \quad \text{ці} \quad I = A^2\frac{\sin^2\left(\frac{N\Delta\omega t}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\Delta\omega t}{2}\right)}. \qquad (10.2)$$

Максімальнай інтэнсіўнасць святла ў рэзанатары (абазначым яе I_{max}) будзе пры ўмове $\Delta\omega t \to 0$:

$$I_{max} = A^2 N^2,$$

што ў N разоў больш, чым без сінхранізацыі мод.

Прааналізаваўшы (10.2), бачым, што выхадны пучок лазера складаецца з кароткіх імпульсаў, раздзеленых больш доўгімі прамежкамі часу (рыс. 10.1). Даўжыня імпульсу (адлегласць паміж суседнімі нулямі функцыі $\sin(N\Delta\omega t/2)$ у часе)

$$\tau_г = \frac{2L}{cN}.$$

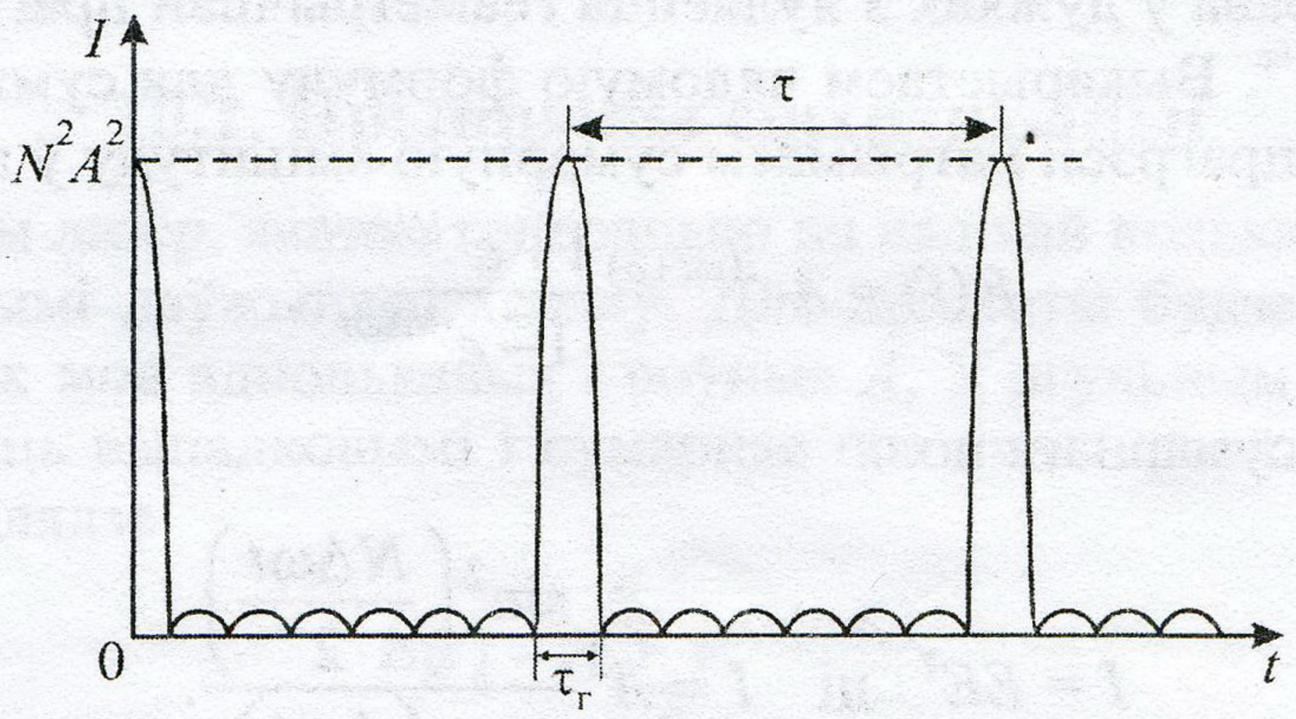
Адлегласць паміж суседнімі імпульсамі (з умовы роўнасці нулю функцыі $\sin(\Delta\omega t/2)$) будзе

$$\tau = \frac{2L}{c},$$

што роўна часу двайнога праходу імпульсу па рэзанатару.

Напрыклад, для гелій-неонавага лазера з даўжынёй рэзанатара $L = 1{,}5$ м, колькасцю мод $N = 10$ пры сінхранізацыі мод маем шэраг перыядычных імпульсаў даўжынёй кожны 1 нс, адлегласць паміж імпульсамі $\tau = 10$ нс, пікавая магутнасць у 10 разоў вышэйшая за сярэднюю.

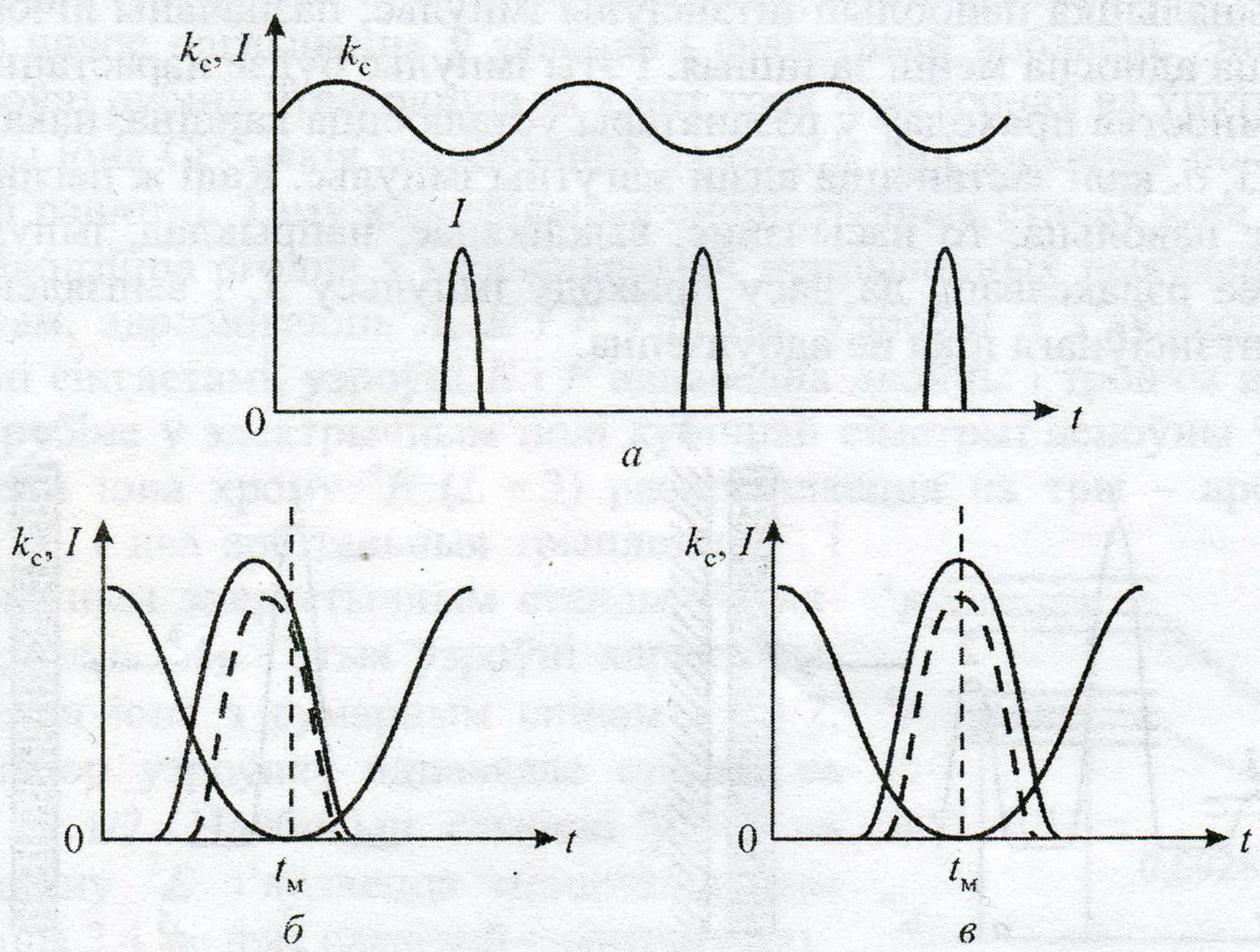
Асаблівую цікавасць уяўляе рэжым сінхранізацыі мод у лазерах з шырокім спектрам генерацыі (напрыклад, лазеры на растворах фарбавальнікаў). Пры сінхранізацыі 1000 мод атрымаем імпульсы даўжынёй 1 пс. Максімальная магутнасць у імпульсе пры гэтым (калі энергія імпульсу 10 мДж) складзе ~1 ГВт. Сінхранізацыя мод адначасова скарачае даўжыню і павялічвае магутнасць імпульсаў пры захаванні іх энергіі.



Рыс. 10.1. Залежнасць інтэнсіўнасці генерацыі ад часу для лазера з сінхранізаванымі модамі

10.2. Актыўная сінхранізацыя мод

Пры актыўнай сінхранізацыі ажыццяўляюць перыядычную мадуляцыю параметраў рэзанатара з частатой, роўнай ці кратнай рознасці частотаў суседніх мод. Адрозніваюць амплітудную і фазавую мадуляцыю. Прынцыпы амплітуднай мадуляцыі лёгка зразумець пры разглядзе дынамікі працэсу (рыс. 10.2). На рыс. 10.2, *а* паказана часавая залежнасць страт рэзанатара, мадуляваных на частаце $\Delta\upsilon'$. Будзем лічыць, што мадулятар размешчаны каля аднаго з люстэркаў рэзанатара. Калі $\Delta\upsilon' = \Delta\upsilon$ (спектральнай адлегласці паміж модамі), то перыяд мадуляцыі роўны часу поўнага абходу рэзанатара святлом $2L/c$. У гэтым выпадку светлавыя імпульсы ў рэзанатары змяняюцца наступным чынам. Імпульс, які праходзіць праз мадулятар у момант часу $t_м$ пры мінімальных стратах, будзе зноў вяртацца ў мадулятар праз інтэрвал часу $2L/c$, калі страты зноў стануць мінімальнымі. Калі ж уявіць, што імпульс спачатку праходзіць праз мадулятар у момант часу раней, чым $t_м$ (рыс. 10.2, *б*), то дзякуючы таму, што страты змяняюцца ў часе, пярэдні фронт імпульсу будзе гасіцца менш, чым задні (імпульс выдзелены штрыхавой лініяй). У выніку пасля праходу імпульсу праз мадулятар час, у які назіраецца пік імпульсу, зрушваецца такім чынам, што пры наступным праходзе пік апынецца бліжэй да $t_м$. Выпадак, паказаны на рыс. 10.2, *в*, адпавядае ўстойлівай сінхранізацыі мод.



а *б* *в*

Рыс. 10.2. Залежнасць інтэнсіўнасці і страт ад часу пры сінхранізацыі мод: *а* – пры ўстойлівай сінхранізацыі; *б* – калі імпульс прыходзіць на мадулятар раней моманту $t_м$; *в* – скарачэнне імпульсу пры ўстойлівай сінхранізацыі

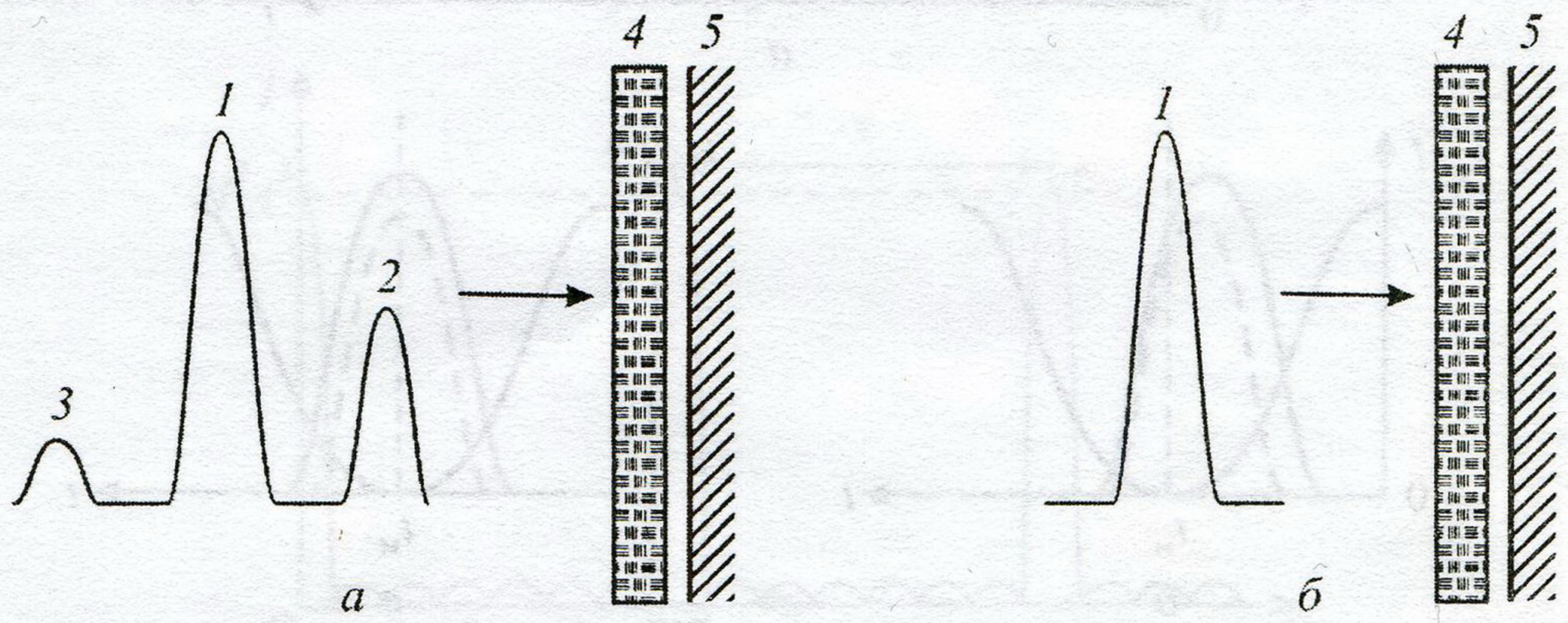
Пры фазавай мадуляцыі ў рэзанатар ставяць элемент, у якім ажыццяўляецца мадуляцыя паказчыка пераламлення ці (што, па сутнасці, аднолькава) застаўляюць вагацца адно з люстэркаў. Імпульсы ў рэжыме сінхранізацыі мод імкнуцца папасці на люстэрка, калі яно знаходзіцца ў адным са сваіх крайніх становішчаў (г. зн. знаходзіцца ў спакоі).

Выкарыстоўваецца таксама спосаб мадуляцыі ўзмацнення лазера, калі для ўзбуджэння ўжываецца іншы лазер з сінхранізаванымі модамі.

10.3. Пасіўная сінхранізацыя мод

Для рэалізацыі пасіўнай сінхранізацыі мод выкарыстоўваецца нелінейны паглынальнік з насычэннем, які ставіцца ў рэзанатар. Частата пераходу ў паглынальніку супадае з частатой генерацыі лазера. Інтэнсіўнасць насычэння паглынальніка невялікая, а час рэлаксацыі намнога меншы за час абходу рэзанатара святлом (паглынальнік з хуткім насычэннем).

Каб зразумець, якім чынам такі паглынальнік можа прывесці да сінхранізацыі мод, разгледзім яго паводзіны ў часе. Няхай паглынальнік уяўляе сабой тонкі слой рэчыва, якое непасрэдна прылягае да аднаго з люстэркаў рэзанатара (рыс. 10.3). Калі моды напачатку не сінхранізаваныя, то інтэнсіўнасць уяўляе сабой выпадковыя паслядоўнасці светлавых усплёскаў, пазначаныя на рыс. 10.3, *а* лічбамі *1*, *2* і *3*. У выніку насычэння паглынальніка найбольш інтэнсіўны імпульс, пазначаны лічбай *1*, аслабляецца адносна менш за іншыя. Гэты імпульс будзе нарастаць хутчэй, і пасля мноства праходаў у рэзанатары ўсталюецца карціна, паказаная на рыс. 10.3, *б*, калі застанецца адзін магутны імпульс. Калі ж паглынальнік рэлаксуе павольна, то насычэнне, выкліканае, напрыклад, імпульсам *1*, не паспее рэлаксаваць да часу прыходу імпульсу *3*, і выдзялення найбольш інтэнсіўнага піка не адбудзецца.



Рыс. 10.3. Выдзяленне самага інтэнсіўнага піка пры пасіўнай сінхранізацыі:
а – пачатак працэсу; *б* – устойлівая сінхранізацыя; *1*, *2*, *3* – пікі інтэнсіўнасці;
4 – паглынальнік; *5* – люстэрка рэзанатара

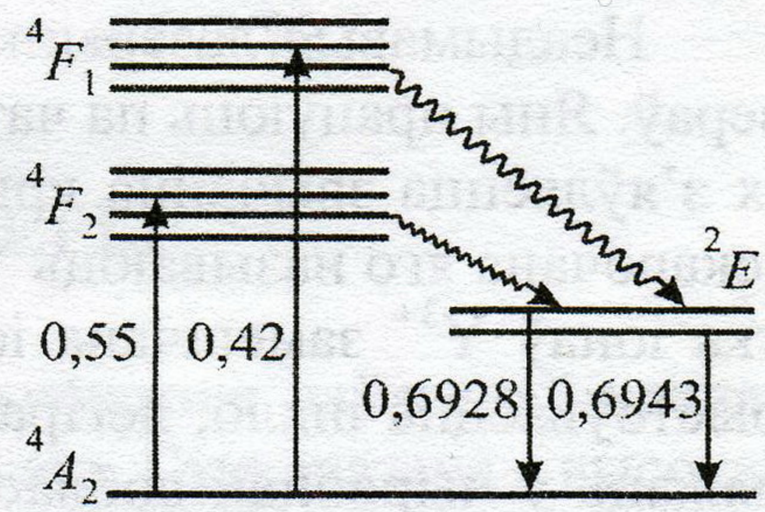
У якасці паглынальнікаў звычайна выкарыстоўваюць растворы фарбавальнікаў. Пры пасіўнай сінхранізацыі дасягаецца даўжыня імпульсу ~10 пс, магутнасць ~1 ГВт. Пры гэтым лазер павінен працаваць паблізу парога, пачатковае прапусканне паглынальніка павінна складаць не менш за 70 %.

11. ЦВЁРДАЦЕЛЬНЫЯ ЛАЗЕРЫ

Актыўным рэчывам у цвёрдацельных лазерах з'яўляюцца ў асноўным крышталі з прымесямі актыўных іонаў. Палосы паглынання такіх рэчываў шырокія, таму для ўзбуджэння выкарыстоўваюцца імпульсныя лямпы. Працуюць цвёрдацельныя лазеры ў імпульсным рэжыме (за рэдкім выключэннем).

11.1. Лазер на рубіне

Рубінавы лазер – гэта першы лазер, на якім была атрымана генерацыя (Т. Г. Мэйман, 1960). Рубін уяўляе сабой крышталь Al_2O_3, у якім шэраг іонаў Al^{3+} замешчаны іонамі хрому Cr^{3+}. Крышталі рубіну для лазераў звычайна штучна вырошчваюць з расплаву сумесі Al_2O_3 і невялікай часткі Cr_2O_3 (~0,05 ваг. %). Крышталь мае ружаваты колер з-за наяўнасці ў хроме палос паглынання ў зялёнай і фіялетавай вобласці. Энергетычныя ўзроўні рубіну ўтвараюцца за кошт трох электронаў ва ўнутранай $3d$ абалонцы іона Cr^{3+}, якія знаходзяцца да таго ж пад дзеяннем поля крышталічнай рашоткі. Таму класіфікацыя энергетычных станаў іона ў крышталі праводзіцца згодна з класіфікацыяй непрыводных выяўленняў. Такім чынам, адрозніваюць A, E і F узроўні. Узроўні A з'яўляюцца арбітальнымі сінглетамі, узроўні E і F адпаведна двойчы і тройчы выраджаныя. У рубіне ў электрычным полі кубічнай сіметрыі асноўны ўзровень свабоднага іона хрому ^4F ($L = 3$) расшчапляецца на тры – арбітальны сінглет $^4A_2$ і два арбітальныя трыплеты $^4F_1$ і $^4F_2$. Асноўным энергетычным станам з'яўляецца ўзровень $^4A_2$. Гэтыя ўзроўні характарызуюць стан іона з сумарным спінам $s = 3/2$. Другі набор узроўняў адпавядае станам са спінам $s = 1/2$. Найбольш глыбокі ўзровень гэтага стану ^2E з'яўляецца метастабільным (час жыцця 3,4 мс пры пакаёвай тэмпературы).



Рыс. 11.1. Энергетычныя ўзроўні рубіну і пераходы іонаў паміж імі пры генерацыі

На рыс. 11.1 прыведзены асноўныя ўзроўні, якія ўдзельнічаюць у працэсе лазернай генерацыі.

Рубін мае дзве асноўныя паласы паглынання – $^4F_1$ і $^4F_2$. Найбольш інтэнсіўнае паглынанне з асноўнага стану $^4A_2$, што і выкарыстоўваецца пры аптычным узбуджэнні. Рубінавы лазер працуе па трохузроўневай схеме, у якой узроўнем *1* з'яўляецца асноўны стан $^4A_2$, узроўнем *3* – палосы $^4F_1$ і $^4F_2$, узроўнем *2* – дублет ^2E. Час беспрамянёвай перадачы энергіі з палос $^4F_1$ і $^4F_2$ у дублет ^2E складае ~50 нс. Паміж падузроўнямі дублета адбываецца хуткі рэлаксацыйны абмен энергіяй, таму населенасць ніжняга падузроўню будзе вышэйшай. Пераходы з узроўню ^2E забаронены як электрадыпольна, так і па спіну, таму гэты ўзровень з'яўляецца метастабільным. Адпаведна на ім назапашваецца вялікая доля энергіі ўзбуджэння. Генерацыя можа адбывацца пры пераходзе з верхняга і ніжняга (больш верагодна з-за вышэйшай населенасці) падузроўняў на асноўны ўзровень $^4A_2$. Даўжыня хваляў генерацыі складае 0,6928 і 0,6943 мкм.

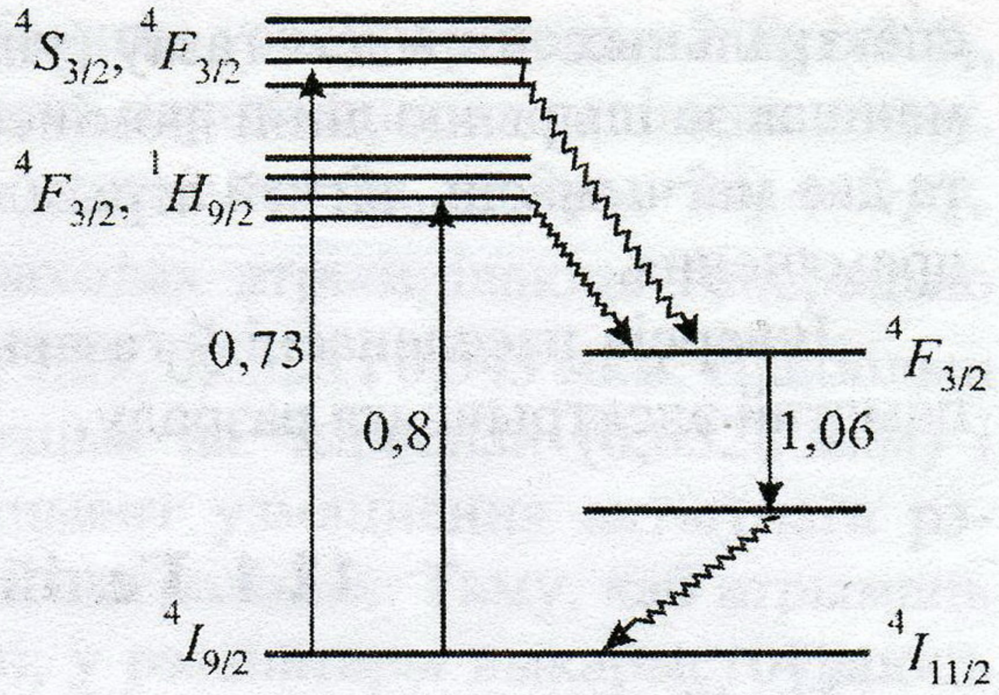
Узбуджэнне рубіну адбываецца ў асноўным з дапамогай імпульснай ксенонавай лямпы. Удзельная энергія генерацыі складае ~0,2 Дж/см^2. Высокая цеплаправоднасць рубіну (~38,5 Вт/(м · К)) дазваляе працаваць у імпульсна-перыядычным рэжыме з вялікай частатой імпульсаў. У рэжыме генерацыі гіганцкіх імпульсаў пры даўжыні імпульсу 10–20 нс магутнасць складае 10–50 МВт. У рэжыме сінхранізацыі мод атрымліваюць імпульсы даўжынёй 10 пс з пікавай магутнасцю некалькі гігават. Каэфіцыент карыснага дзеяння меншы за 1 %.

Асноўным недахопам рубінавага лазера з'яўляецца трохузроўневы механізм яго функцыяніравання. Парогавая энергія ўзбуджэння для яго на парадак перавышае неабходную энергію для чатырохузроўневай схемы. Па гэтай прычыне рубінавыя лазеры выкарыстоўваюцца даволі рэдка (у асноўным для імпульснай галаграфіі).

11.2. Неадымавы лазер

Неадымавыя лазеры – самыя распаўсюджаныя з цвёрдацельных лазераў. Яны працуюць па чатырохузроўневай схеме. Актыўным рэчывам у іх з'яўляецца звычайна крышталь ітрый-алюмініевага гранату $Y_3AL_5O_{12}$ (скарочана яго называюць YAG – ад *yttrium aluminium garnet*), у якім частка іонаў Y^{3+} замешчана іонамі Nd^{3+}. У якасці актыўнага рэчыва выкарыстоўваецца шкло, легіраванае іонамі неадыму. Лініі паглынання Nd^{3+} ляжаць у чырвонай вобласці спектра. Спрошчаная схема энергетычных узроўняў неадыму ў ітрый-алюмініевым гранаце (Nd:YAG) прыведзена на рыс. 11.2. Узроўні ствараюцца пераходамі трох 4*f* электронаў унутранай абалонкі іона Nd^{3+}. Гэтыя электроны экранаваны васьмю знешнімі

электронамі $5s^2$ і $5p^6$, таму крышталічнае поле на іх амаль не ўплывае. У выніку спектральныя лініі, якія адпавядаюць разгледжаным пераходам, адносна вузкія. Іон неадыму мае дзве асноўныя паласы ўзбуджэння з максімумамі ў 0,73 і 0,8 мкм. З гэтых узбуджаных узроўняў адбываецца хуткая (~100 нс) беспрамянёвая рэлаксацыя на метастабільны ўзровень $^4F_{3/2}$. Час жыцця на ім ~0,23 мс, таму на гэтым узроўні назапашваецца вялікая частка энергіі ўзбуджэння.



Рыс. 11.2. Энергетычныя ўзроўні і пераходы ў крышталі Nd:YAG

З розных магчымых пераходаў паміж узроўнем $^4F_{3/2}$ і ніжэйшымі ўзроўнямі найбольш інтэнсіўным з'яўляецца пераход $^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$. Акрамя таго, з узроўню $^4I_{11/2}$ адбываецца хуткая (некалькі нанасекунд) беспрамянёвая рэлаксацыя ў асноўны стан $^4I_{9/2}$, і ў выніку ўзровень $^4I_{11/2}$ можна лічыць практычна незаселеным. Таму генерацыю ў крышталі Nd:YAG атрымліваюць менавіта на пераходзе $^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$. Даўжыня хвалі генерацыі неадымавага лазера λ = 1,06 мкм. З-за расшчаплення ўзроўняў магчымы таксама пераходы на іншыя, вельмі блізкія падузроўні, што дазваляе атрымліваць генерацыю ў дыяпазоне 1,05–1,1 мкм. Лазерны пераход з λ = 1,06 мкм даволі шырокі ($\Delta\upsilon$ = 195 ГГц), таму неадымавы лазер добра падыходзіць для генерацыі ў рэжыме сінхранізацыі мод.

Неадымавыя лазеры могуць працаваць як у імпульсным, так і ў бесперапынным (рэдка) рэжыме. Для ўзбуджэння выкарыстоўваюцца лямпы з эліпсным асвятляльнікам. Выхадныя параметры неадымавых лазераў наступныя. У бесперапынным рэжыме магутнасць генерацыі да 200 Вт, у імпульсным рэжыме пры генерацыі гіганцкіх імпульсаў максімальная выхадная магутнасць да 50 МВт, у рэжыме сінхранізацыі мод даўжыня імпульсу да 0,5 пс. Каэфіцыент карыснага дзеяння 1–3 %.

12. ГАЗАВЫЯ ЛАЗЕРЫ

Газавыя лазеры працуюць у шырокім дыяпазоне даўжыняў хваляў ад ультрафіялетавага да далёкага інфрачырвонага. Гэта звязана з высокай празрыстасцю іх актыўнага рэчыва. У параўнанні з цвёрдымі целамі і вадкасцямі ў газаў меншая шчыльнасць і большая аднароднасць, таму светлавы прамень у газах меней рассейваецца і скажаецца. Шырыня

спектральных ліній для газаў (уплывае толькі доплераўскае пашырэнне) меншая за шырыню ліній люмінесцэнцыі ў кандэнсаваным асяроддзі. Гэта дае магчымасць лягчэй атрымліваць высокую монахраматычнасць выпрамянення.

Інверсія населенасці ў газавых лазерах ствараецца ў асноўным з дапамогай электрычнага разраду.

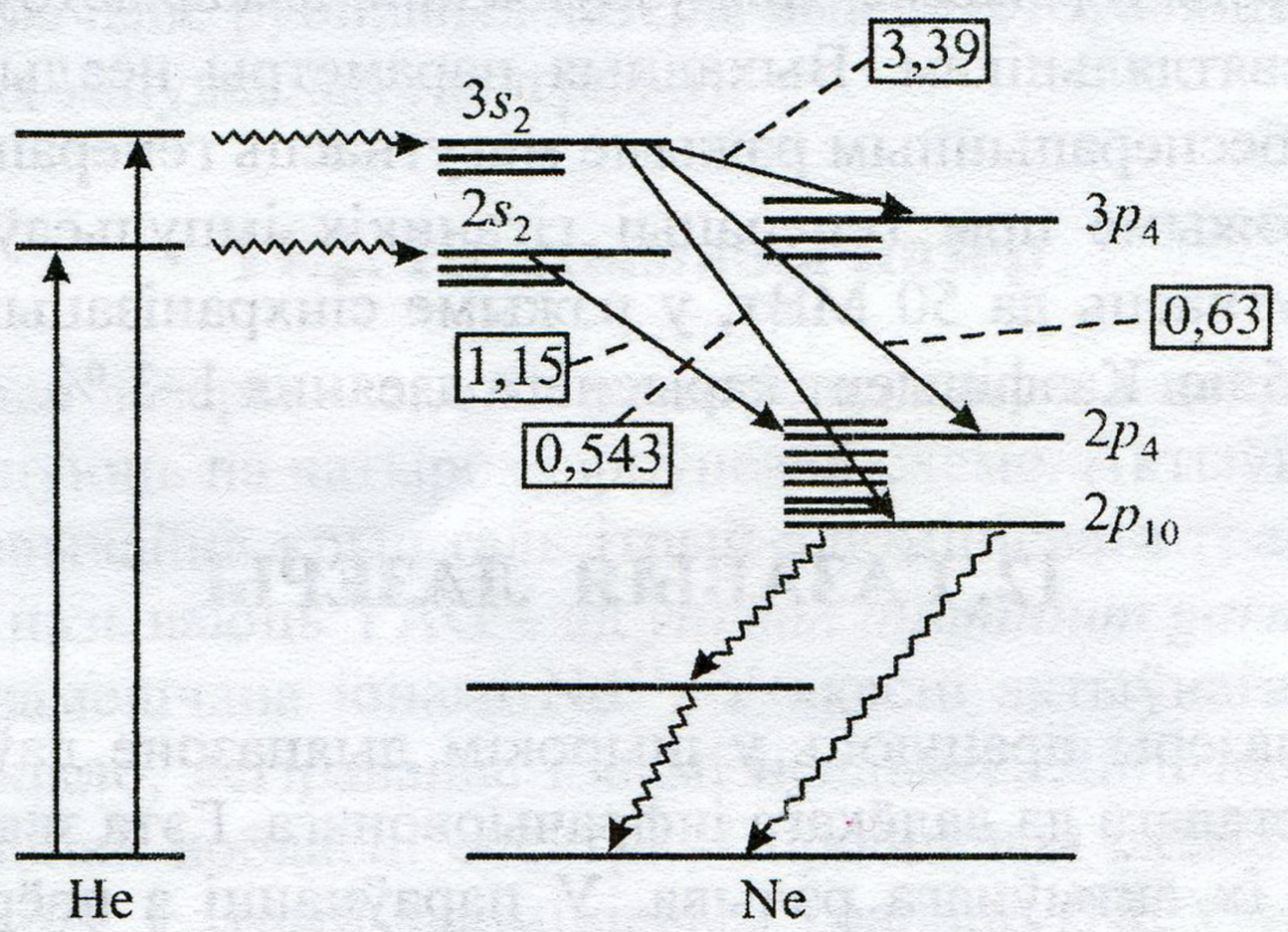
12.1. Гелій-неонавы лазер

Гелій-неонавы лазер на сёння з'яўляецца адным з самых распаўсюджаных газавых лазераў. Рабочым рэчывам у такім лазеры служаць атамы неону. Узбуджэнне адбываецца з дапамогай электрычнага разраду ў трубцы, запоўненай сумессю гелію і неону. Пры сутыкненні з электронамі атамы гелію ўзбуджаюцца і рэзанансна перадаюць энергію атамам неону, бо адпаведныя ўзроўні энергіі іх супадаюць:

$$\mathrm{He}^{*} + \mathrm{Ne} \Rightarrow \mathrm{He} + \mathrm{Ne}^{*} + E_k .$$

Спусташэнне ніжніх лазерных узроўняў адбываецца ў працэсах сутыкнення, у тым ліку і ў сутыкненнях са сценкамі газаразраднай трубкі.

Разгледзім схему энергетычных узроўняў атамаў гелію і неону (рыс. 12.1). З ніжняга, няўзбуджанага, узроўню гелію $^1S_0$ пры электронных ударах адбываюцца пераходы на высокія энергетычныя ўзроўні 2^1S_0 і 2^3S_1. Аптычныя пераходы з іх на ніжні ўзровень забаронены, таму гэтыя ўзроўні з'яўляюцца метастабільнымі. Яны назапашваюць энергію ўзбуджэння. Узроўні неону $2s$ і $3s$ (абазначэнні для lj сувязі, якая характэрна



Рыс. 12.1. Энергетычныя ўзроўні і пераходы ў актыўным рэчыве гелій-неонавага лазера

для неону) вельмі блізкія да метастабільных узроўняў гелію 2^1S_0 і 2^3S_1, таму пры сутыкненні атамаў энергія лёгка перадаецца ад гелію да неону. Гэта дазваляе атрымліваць інверсію на пераходах $2s_2 \to 2p_4$, $3s_2 \to 3p_4$, $3s_2 \to 2p_4$ і $3s_2 \to 2p_{10}$. На гэтых пераходах атрымліваюць генерацыю з даўжынямі хваляў адпаведна 1,15 мкм, 3,39, 0,6328 і 0,543 мкм. Найбольш цікавай для практыкі з'яўляецца генерацыя на чырвонай (0,6328 мкм) і зялёнай (0,543 мкм) лініях. Але каэфіцыент узмацнення актыўнага рэчыва тут меншы, чым на іншых лазерных пераходах. Таму, каб атрымаць генерацыю на патрэбнай даўжыні хвалі, у рэзанатары выкарыстоўваюць шматслойныя дыэлектрычныя люстэркі, якія маюць высокі каэфіцыент адбіцця толькі ў патрэбным дыяпазоне.

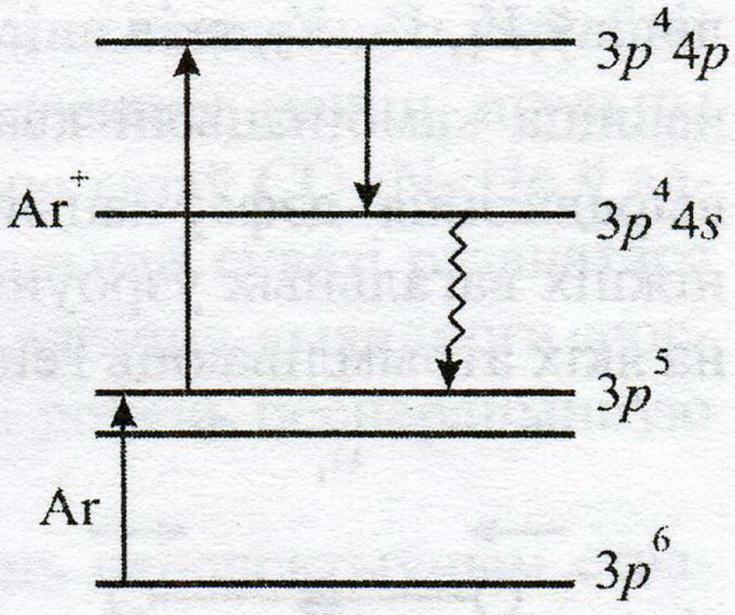
Характэрныя значэнні магутнасці выпрамянення гелій-неонавага лазера – гэта сотні міліват на хвалі 3,39 мкм і дзесяткі міліват на іншых вышэйпамянёных лініях.

12.2. Аргонавы лазер

Лазер на аргоне адносіцца да іонных лазераў. Гэта лазер бесперапыннага дзеяння, магутнасць якога можа дасягаць сотні ват. Лініі генерацыі яго ляжаць у сіне-зялёнай вобласці спектра, што дае магчымасці вельмі шырокага выкарыстання (медыцына, тэхналогія, дыягностыка плазмы, узбуджэнне лазераў на растворах фарбавальнікаў).

У аргонавым лазеры, як і ва ўсіх іонных, верхні лазерны ўзровень засяляецца ў выніку двух паслядоўных сутыкненняў атама з электронамі разраду. Першае сутыкненне іанізуе атам, другое ўзбуджае іон. Такім чынам, працэс стварэння інверсіі з'яўляецца двухступеньчатым, і для эфектыўнасці яго патрабуецца высокая шчыльнасць току ў разрадзе (100–1000 А/см^2). Пры такім току сценкі разраднай трубкі хутка разбураюцца. Каб пазбегнуць гэтага, паралельна восі трубкі прыкладваюць пастаяннае магнітнае поле, якое ўтрымлівае разрад паблізу восі.

Спрошчаная схема энергетычных узроўняў аргону ў лазеры прыведзена на рыс. 12.2 (узроўні абазначаюцца як адпаведная электронная канфігурацыя атама). Усе лініі генерацыі належаць да пераходаў паміж канфігурацыямі $4p$ і $4s$. Спусташэнне ніжніх лазерных узроўняў канфігурацыі $3p^4 4s$ адбываецца ў выніку вакуумнага ультрафіялетавага выпра-



Рыс. 12.2. Спрошчаная схема энергетычных узроўняў і пераходаў у актыўным рэчыве аргонавага лазера

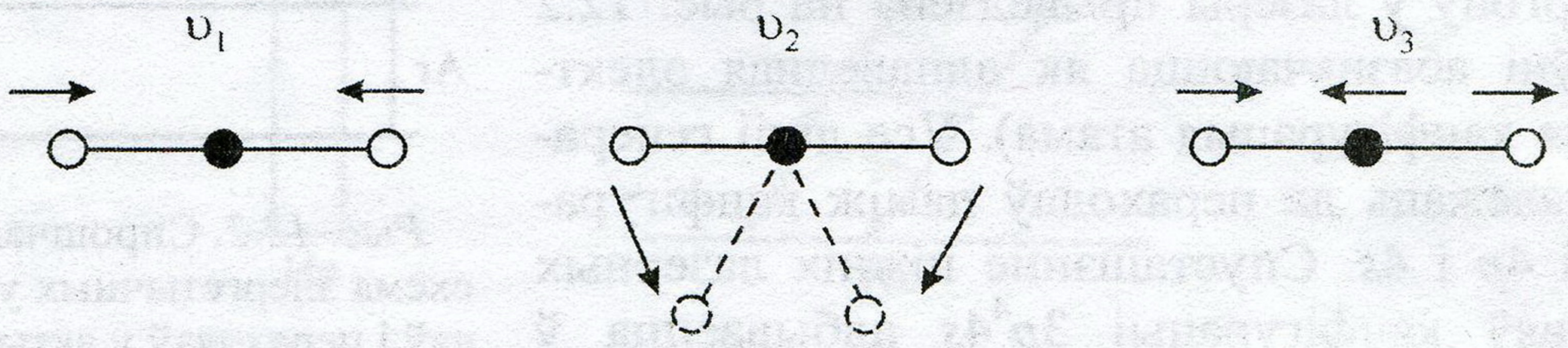
мянення на даўжыні хвалі 72 нм. Пры гэтым адбываецца пераход на асноўны стан іона аргону $3p^5$. Спантанны час жыцця верхніх узроўняў (10^{-8} с) значна большы за ніжнія (10^{-9} с), што і дазваляе атрымаць інверсію. Абодва лазерныя ўзроўні складаюцца з мноства падузроўняў, таму лазер можа даваць генерацыю на некалькіх лініях. Часцей за ўсё гэта 0,4545; 0,4658; 0,4727; 0,4765; 0,488; 0,4965; 0,5017 і 0,5145 мкм. Найбольш інтэнсіўныя з іх зялёная (0,5145) і сіняя (0,488).

Звычайна аргонавыя лазеры маюць магутнасць 1–20 Вт. Лазеры малой магутнасці даюць генерацыю на ўсіх лініях адначасова. У лазерах вялікай магутнасці ў рэзанатар ставяць селектыўны элемент (часцей за ўсё прызму), з дапамогай якога атрымліваюць генерацыю толькі на адной з ліній. Такія лазеры працуюць з вадзяным ахаладжэннем. Каэфіцыент карыснага дзеяння іх меншы за 0,1 %.

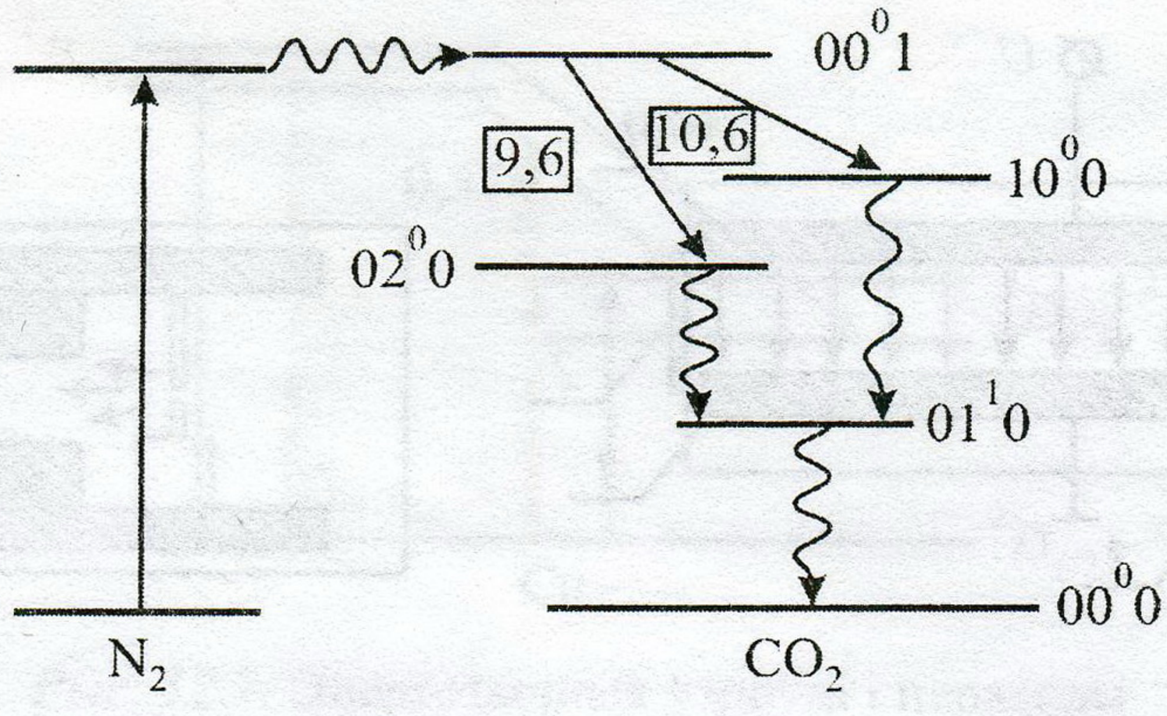
12.3. CO_2-лазер

CO_2-лазер з'яўляецца ў нейкім сэнсе унікальным па сваім каэфіцыенце карыснага дзеяння (тэарэтычна да 30 %). У яго вельмі высокі энергаздым на адзінку даўжыні трубкі, магутнасць у бесперапынным рэжыме працы – дзесяткі кілават, у імпульсным – да некалькіх гігават. Частата імпульсаў у імпульсна-перыядычным рэжыме можа дасягаць некалькіх кілагерц. Даўжыня хвалі генерацыі лазера ляжыць у дыяпазоне 9–11 мкм, але звычайна гэтыя лазеры працуюць на 10,6 мкм.

Малекула CO_2 мае тры нармальныя ваганні: сіметрычнае валентнае υ_1, дэфармацыйнае υ_2 і несіметрычнае валентнае υ_3 (рыс. 12.3). Дэфармацыйнае ваганне двойчы выраджана. Адпаведна запаўненне вагальных узроўняў малекулы CO_2, у тым ліку не толькі нармальных ваганняў, але і іх абертонаў і састаўных ваганняў, вызначае набор вагальных квантавых лічбаў V_1, V_2, V_3, якія апісваюць вагальны стан малекулы. Узроўні абазначаюцца камбінацыяй квантавых лічбаў $V_1V_2^lV_3$. Індэкс l уводзіцца з-за выраджэння дэфармацыйнага вагання. На рыс. 12.4 прыведзена схема ніжніх вагальных узроўняў асноўнага электроннага стану малекулы CO_2, на якіх атрымліваюць генерацыю.



Рыс. 12.3. Ваганні малекулы CO_2

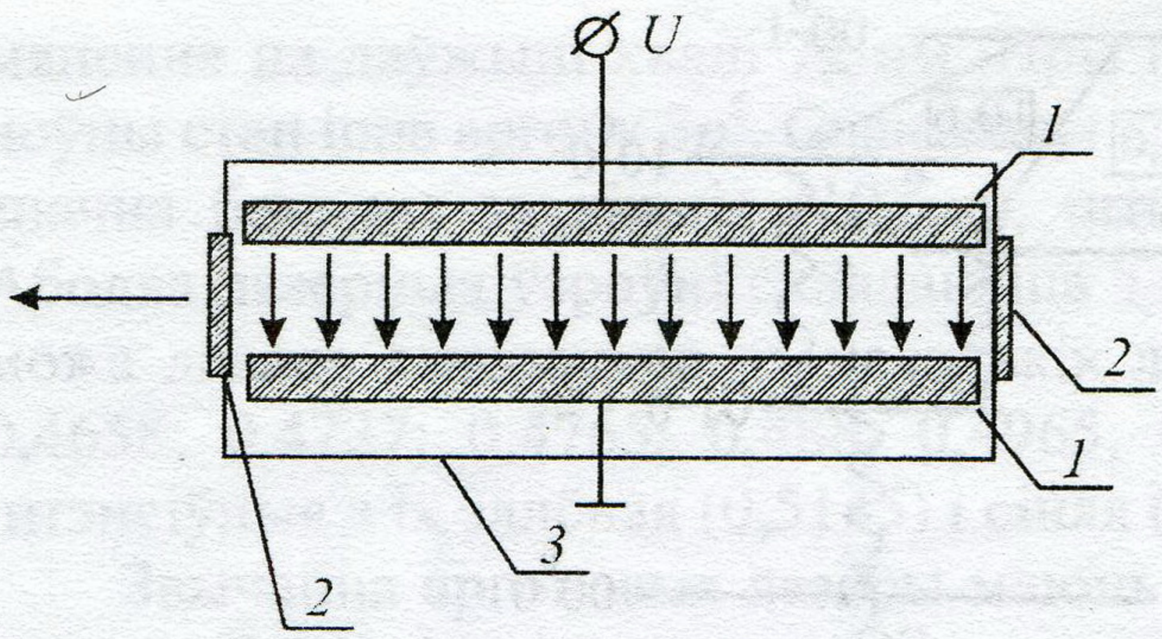


Рыс. 12.4. Энергетычныя ўзроўні і пераходы ў актыўным рэчыве CO_2-лазера

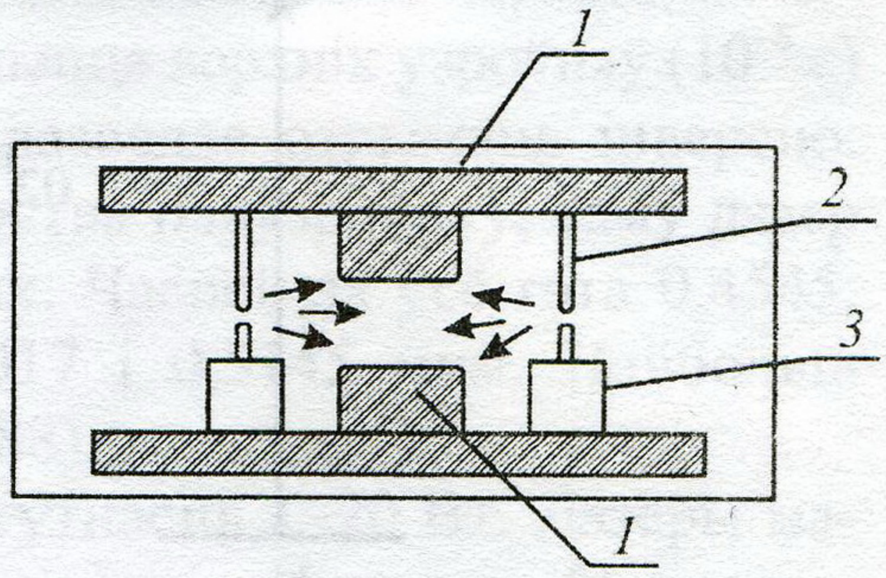
Актыўнае рэчыва лазера складаецца з сумесі газаў CO_2, N_2 і He. Малекулы азоту ўзбуджаюцца ў электрычным разрадзе і, дзякуючы супадзенню ўзроўняў энергіі з малекулай CO_2 і доўгаму часу жыцця ва ўзбуджаным стане, лёгка перадаюць энергію ўзбуджэння CO_2. Так адбываецца засяленне верхняга лазернага ўзроўню. Ніжні лазерны ўзровень спусташаецца пры сутыкненні CO_2 з атамамі гелію.

Такім чынам, цыкл узбуджэння лазера наступны. Электроны плазмы тлеючага разраду ўзбуджаюць малекулы азоту, якія перадаюць энергію ўзбуджэння несіметрычнаму валентнаму ваганню малекул CO_2. Ніжнім лазерным узроўнем з'яўляецца першы ўзбуджаны ўзровень валентнага вагання, які хутка рэлаксуе ў сутыкненнях з He, або другі ўзровень дэфармацыйнага вагання. Даўжыня хвалі генерацыі роўная адпаведна 10,6 і 9,6 мкм. Звычайна генерацыя адбываецца на першай лініі (большае сячэнне пераходу), а для атрымання генерацыі на даўжыні хвалі 9,6 мкм у рэзанатар замест выхаднога люстэрка ставяць дыфракцыйную рашотку. Акрамя таго, у гэтым выпадку маецца магчымасць плаўна змяняць частату генерацыі, бо разгледжаныя вагальныя ўзроўні складаюцца з вярчальных падузроўняў. CO_2-лазеры бесперапыннага дзеяння маюць агульны ціск газавай сумесі каля 15 мм рт. сл. і прапорцыю газаў CO_2:N_2:He ў адносінах 1:1:8. Выхадная магутнасць пры аптымальнай сувязі рэзанатара 50–100 Вт на метр даўжыні трубкі. Каэфіцыент адбіцця выхаднога люстэрка каля 60 %. Для лазераў вялікай магутнасці робяць бесперапынную замену газавай сумесі ў трубцы.

Высокі каэфіцыент карыснага дзеяння робіць перспектыўным стварэнне імпульснага CO_2-лазера. Але для таго каб рэалізаваць усе перавагі, трэба павышаць ціск газу і даўжыню разраднай трубкі. Абодва шляхі бесперспектыўныя, бо патрабуюць вельмі высокага напружання і з-за высокай індуктыўнасці разраднага контуру не дазваляюць атрымаць кароткі



Рыс. 12.5. Схематычная канструкцыя ТЕА CO_2-лазера:
1 – электроды;
2 – люстэркі рэзанатара;
3 – аб'ём, запоўнены актыўным рэчывам

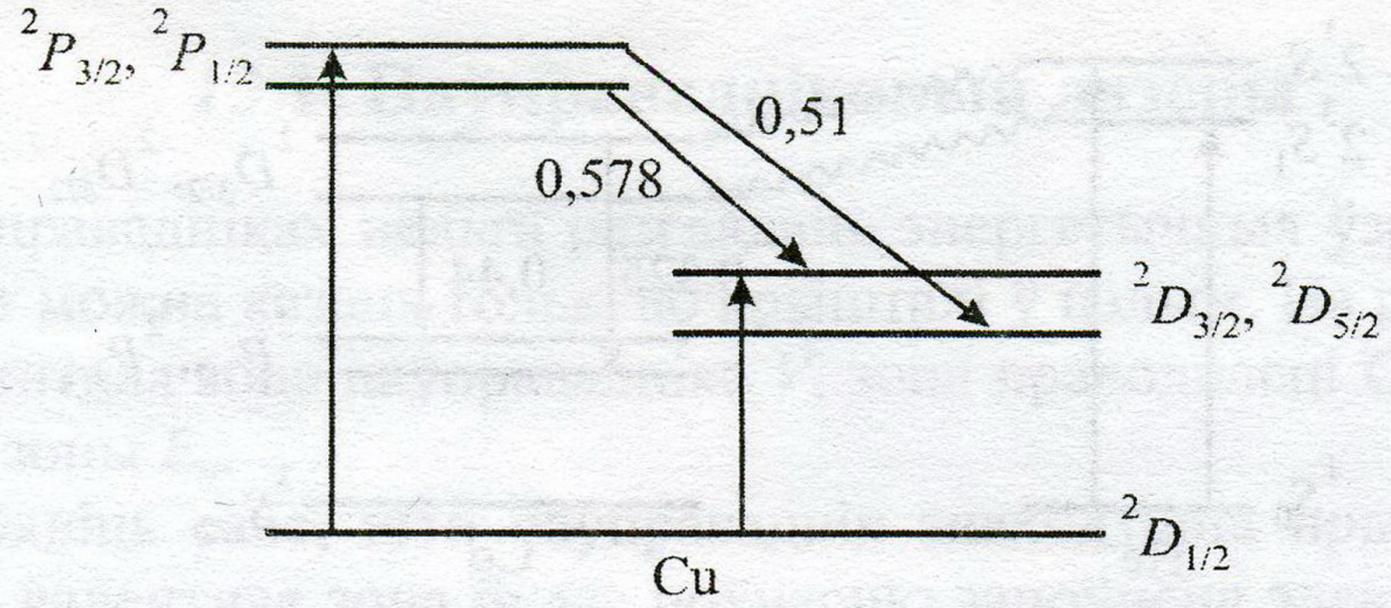


Рыс. 12.6. Схема УФ перадіанізацыі газу ў ТЕА CO_2-лазеры (вось рэзанатара перпендыкулярна плоскасці рысунка):
1 – разрадныя электроды; *2* – завостраныя электроды перадіанізацыі;
3 – кандэнсатары малой ёмістасці

імпульс. Рашэнне гэтых праблем было знойдзена ў пераходзе да сістэм з папярочным разрадам. Сутнасць яго даволі простая. Калі электроды газавага разраду выцягнуць уздоўж восі рэзанатара, то напружанне будзе прыкладацца перпендыкулярна аптычнай восі (рыс. 12.5). Велічыня прабойнага напружання значна зніжаецца і з'ўляецца магчымасць павелічэння рабочага аб'ёму. Каб атрымаць аднародны па сячэнні разрад, папярэдне іанізуюць газ паміж электродамі. Часцей за ўсё для гэтага выкарыстоўваюць ультрафіялетавую засветку рабочага аб'ёму (рыс. 12.6). У якасці крыніц ультрафіялетавай перадіанізацыі выкарыстоўваюцца іскравыя разраднікі, якія размяшчаюцца непасрэдна ў лазернай камеры і запальваюцца на некалькі дзесяткаў нанасекунд раней за асноўны разрад. Ціск газавай сумесі ў такіх лазерах прыблізна роўны атмасфернаму (а часам, і вышэй). Таму яны атрымалі назву ТЕА CO_2-лазераў – ад англійскай абрэвіятуры *Transversly Exited Atmospheric*, што азначае лазер атмасфернага ціску з папярочным узбуджэннем. Звычайна іх энергія ў імпульсе складае 1–10 Дж, даўжыня імпульсу 0,1–1 мкс.

12.4. Лазер на парах медзі

Медны лазер – лазер на самаабмежаваных пераходах. Што гэта такое? Справа ў тым, што тут пры электронным удары верхні ўзровень узбуджаецца значна хутчэй за ніжні. Але ніжні ўзровень з'яўляецца метастабільным, таму на ім назапашваецца вялікая колькасць атамаў. У стацыянарных умовах генерацыю атрымаць у такім выпадку немагчыма. Але можна атрымаць генерацыю на тым прамежку часу (ад пачатку дзеяння ўзбуджэння), на якім населенасць ніжняга ўзроўню яшчэ не зрабілася



Рыс. 12.7. Энергетычныя ўзроўні і пераходы ў актыўным рэчыве меднага лазера

высокай з-за лазерных пераходаў. У медным лазеры, схема энергетычных узроўняў якога прыведзена на рыс. 12.7, верхні і ніжні лазерныя ўзроўні размешчаны высока адносна асноўнага стану. Узроўні $^2P_{1/2}$ і $^2P_{3/2}$ эфектыўна ўзбуджаюцца электронным ударам. Генерацыя назіраецца на пераходах з гэтых узроўняў на метастабільныя ўзроўні $^2D_{3/2}$ і $^2D_{5/2}$.

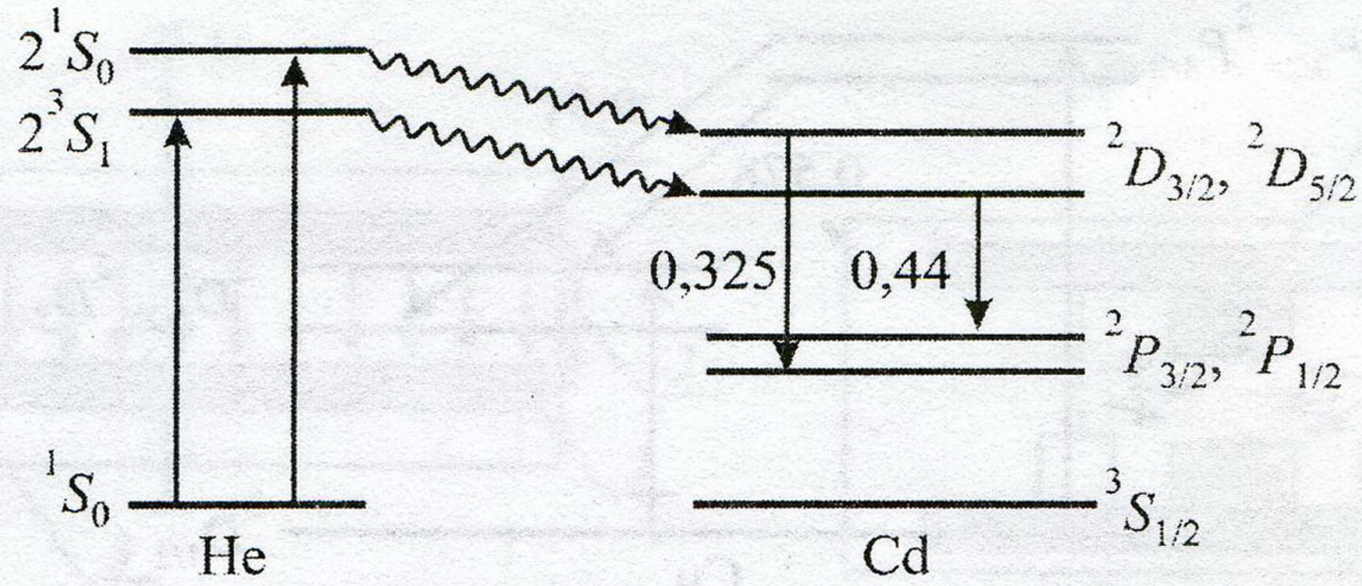
Генерацыю атрымліваюць пры тэмпературы 1500 °С і ціску пароў медзі каля 0,4 мм рт. сл. Магутнасць генерацыі на зялёнай лініі (0,51 мкм) значна вышэйшая, чым на жоўтай (0,578 мкм). Даўжыня імпульсаў генерацыі складае 5–10 нс, пікавая магутнасць – 200 кВт. Пры частаце следавання 20 кГц дасягнута сярэдняя магутнасць 40–50 Вт пры каэфіцыенце карыснага дзеяння 1 %. Зараз медны лазер з высокай частатой імпульсаў з'яўляецца найлепшай крыніцай лазернага выпрамянення ў зялёнай вобласці спектра.

12.5. Гелій-кадміевы лазер

Гелій-кадміевы лазер – гэта адзін з найбольш распаўсюджаных лазераў на парах металаў. Працэс узбуджэння ў гэтым лазеры адбываецца наступным чынам. Спачатку электронным ударам (у разрадзе) узбуджаюцца атамы гелію. Потым пры сутыкненнях энергія ад узбуджанага атама He перадаецца да атама кадмію (Cd). Пры гэтым атам кадмію іанізуецца і атрыманы іон пераходзіць ва ўзбуджаны стан:

$$He^* + Cd \Rightarrow He + (Cd^+)^* + e + E_k.$$

Такі працэс магчымы толькі тады, калі энергія ўзбуджэння атама гелію перавышае энергію іанізацыі і наступнага ўзбуджэння іона кадмію. Працэс узбуджэння падобны да гелій-неонавага лазера. Розніца ў тым, што тут не патрэбна дакладнае супадзенне энергетычных узроўняў узбуджаных атама гелію і іона кадмію, бо рэшту энергіі забірае электрон (так званая пенінгаўская іанізацыя). Узбуджаныя ў разрадзе метастабіль-



Рыс. 12.8. Энергетычныя ўзроўні і пераходы ў актыўным рэчыве гелій-кадміевага лазера

ныя станы гелію 2^1S_0 і 2^3S_1 могуць перадаваць узбуджэнне станам іону кадмію $^2D_{3/2}$, $^2D_{5/2}$, $^2P_{3/2}$ і $^2P_{1/2}$ (рыс. 12.8). Найбольш эфектыўна ўзбуджэнне перадаецца ў працэсах з меншым дэфіцытам энергіі, г. зн. з 2^3S_1 на $^2D_{3/2}$, $^2D_{5/2}$. Інверсная населенасць узнікае і падтрымліваецца дзякуючы больш хуткай рэлаксацыі з ніжніх P узроўняў (час жыцця каля 1 нс), чым з верхніх D (час жыцця каля 100 нс).

Цікавасць да гелій-кадміевага лазера абумоўлена тым, што ён уяўляе сабой надзейную, з нізкім парогам узбуджэння крыніцу бесперапыннага кагерэнтнага святла ў сіняй (0,44 мкм) і ультрафіялетавай (0,325 мкм) вобласцях спектра. Магутнасць выпрамянення такіх лазераў звычайна складае некалькі дзесяткаў міліват. Для іх не патрабуецца вадзяное ахаладжэнне, што істотна спрашчае карыстанне такімі лазерамі. Актыўнае рэчыва лазера змяшчаецца ў трубцы, у якой каля анода знаходзіцца невялікі рэзервуар з кадміем. Гэты рэзервуар награваецца да тэмпературы ~250 °С і пары кадмію пачынаюць ляцець да катода, дзе яны кандэнсуюцца (пачынаецца катафарэз). Для таго каб забяспечыць доўгую працаздольнасць трубкі, там трэба размясціць дастатковую колькасць кадмію. У некаторых канструкцыях робяць два рэзервуары з кадміем і праз пэўны час пераключаюць палярнасць у трубцы, змяняючы пры гэтым напрамак патоку кадмію.

13. ШЫРОКА РАСПАЎСЮДЖАНЫЯ ЛАЗЕРЫ

Самае шырокае распаўсюджанне, якое звязана з прымяненнем у прыладах счытвання і запісу інфармацыі, атрымалі паўправадніковыя лазеры. Вызначальнымі крытэрыямі тут з'явіліся кампактнасць і высокі каэфіцыент карыснага дзеяння. У навуковых лабараторыях шырока выкарыстоўваюцца лазеры на фарбавальніках. Яны дазваляюць атрымаць выпрамяненне ў шырокім дыяпазоне даўжыняў хваляў і дастаткова простыя па канструкцыі.

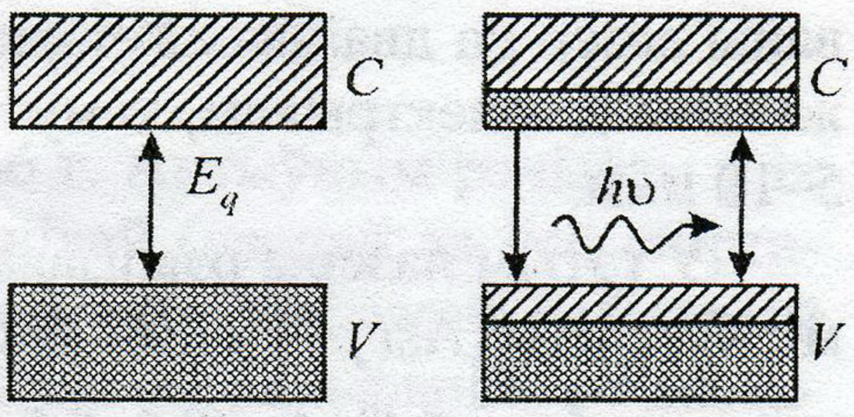
13.1. Паўправадніковыя лазеры

У паўправадніках нельга разглядаць энергетычныя ўзроўні асобных атамаў. Тут можна казаць толькі аб крышталі ў цэлым. На рыс. 13.1, *а* паказана валентная зона паўправадніка V, зона праводнасці C і шырыня забароненай зоны E_q.

Калі ўявіць сабе, што паўправаднік знаходзіцца пры тэмпературы $T = 0$ К, то валентная зона будзе поўнасцю запоўнена электронамі, у той час як зона праводнасці будзе пустой. Уявім цяпер, што электроны нейкім чынам пераведзены з валентнай зоны ў зону праводнасці. У гэтай зоне яны вельмі хутка пяройдуць на ніжні ўзровень, а ўсе электроны ў валентнай зоне пяройдуць на ніжнія незанятыя ўзроўні так, што верх валентнай зоны будзе запоўнены «дзіркамі». Такім чынам, паміж валентнай зонай і зонай праводнасці ўзнікне інверсія населенасці (рыс. 13.1, *б*). Электроны з зоны праводнасці будуць «звальвацца» назад у валентную зону (рэкамбінаваць з дзіркамі) і выпрамяняць пры гэтым кванты святла. Калі існуе інверсія населенасці, то пры наяўнасці рэзанатара і выкананні адпаведных парогавых умоў магчыма атрымаць генерацыю.

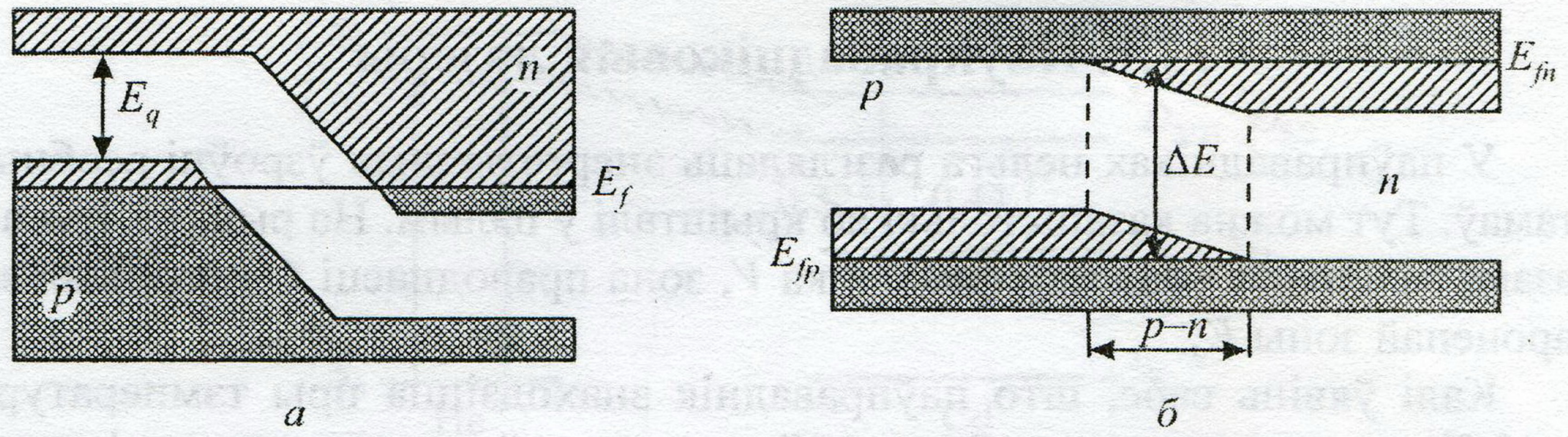
Лазерная генерацыя ў паўправадніковых *p–n*-пераходах упершыню была атрымана ў 1962 г. на арсенідзе галію (GaAs). Паўправадніковы лазер звычайна ўяўляе сабой дыёд, узбуджэнне ў якім адбываецца пры прапусканні току ў прамым напрамку. Інверсія дасягаецца ў вузкай (менш за 1 мкм) палосцы паміж *p* і *n* абласцямі пераходу. Вядомы два асноўныя тыпы паўправадніковых лазераў: лазер на гомапераходзе і лазер на двайным гетэрапераходзе. Зараз лазеры на гомапераходзе практычна амаль не выкарыстоўваюцца, бо для генерацыі ў іх патрэбна нізкая тэмпература. Прынцыпы ж атрымання інверсіі населенасці ў абодвух тыпах лазераў аднолькавыя, таму мы разгледзім энергетычную схему лазера на гомапераходзе і падкрэслім адрозненні лазера на двайным гетэрапераходзе.

Узбуджэнне ў такіх лазерах адбываецца ў *p–n*-пераходзе, у якім вобласці *p* і *n* выкананы з аднаго і таго ж матэрыялу (звычайна GaAs). Вобласці *p* і *n* з'яўляюцца выраджанымі паўправаднікамі і канцэнтрацыя акцэптараў і донараў у іх такая вялікая, што ўзроўні Фермі (дзе верагоднасць знаходжання электрона роўна 1/2) для *p* вобласці пападае ў валентную зону, а для *n* – у зону праводнасці. Калі электрычнае напружанне да пераходу не прык-



а *б*

Рыс. 13.1. Прынцып дзеяння паўправадніковага лазера:
а – энергетычная структура паўправадніка пры абсалютным нулі;
б – інверсія населенасці і генерацыя



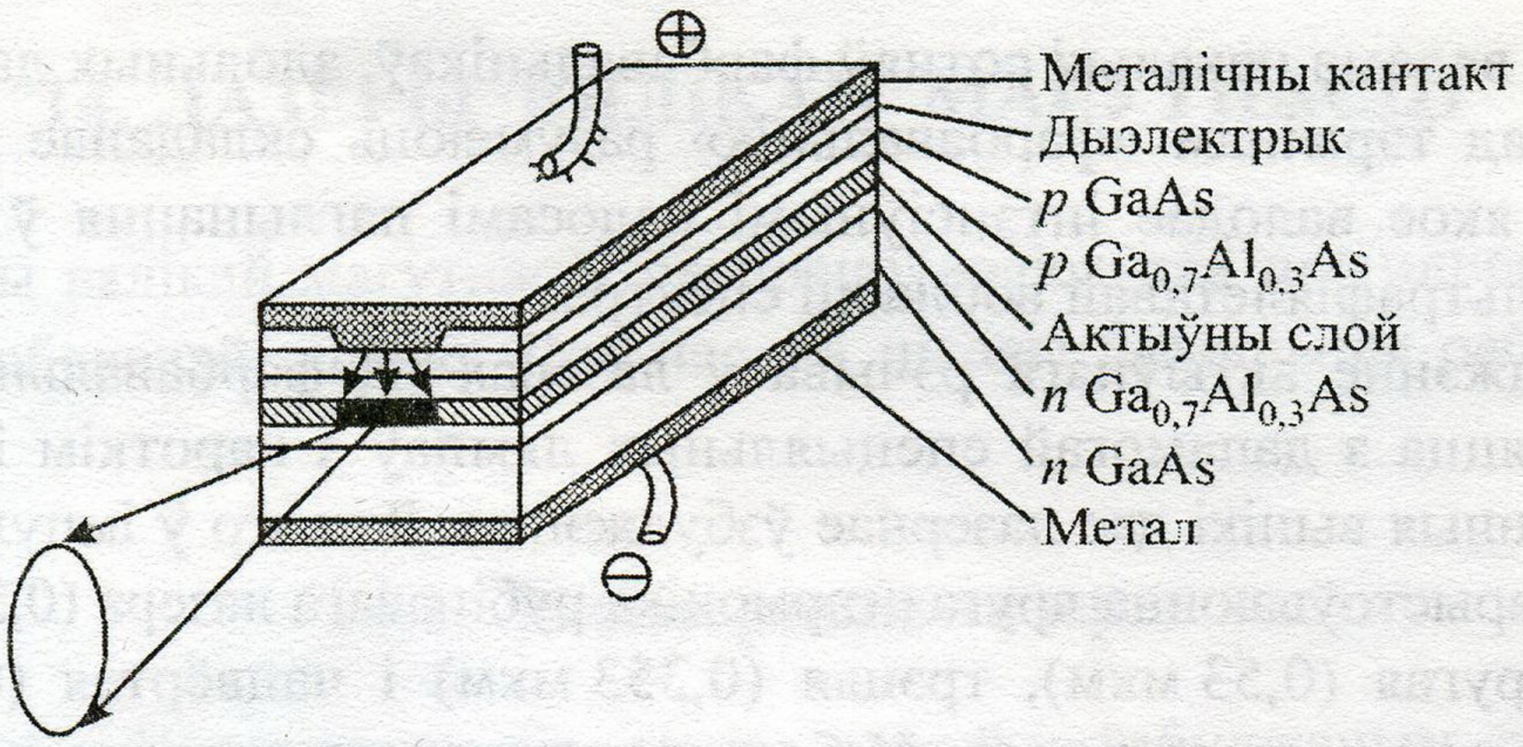
а *б*

Рыс. 13.2. Энергетычная структура паўправадніка ў *p–n*-пераходзе

ладзена, абодва ўзроўні Фермі маюць аднолькавыя энергіі, г. зн. ляжаць на адной прамой (рыс. 13.2, *а*). Калі ж прыкласці напружанне V (у прамым напрамку), два ўзроўні Фермі становяцца раздзеленымі энергетычным зазорам $\Delta E = e \cdot V$, дзе e – зарад электрона. Тады зонная структура прыме выгляд рыс. 13.2, *б*. Відаць, што ў вобласці *p–n*-пераходу ўзнікае інверсія населенасці. Па сутнасці, адбываецца інжэкцыя ў актыўную вобласць электронаў з зоны праводнасці і дзірак з валентнай зоны. Як толькі электрон дасягае матэрыялу *p*-тыпу, ён становіцца неасноўным носьбітам і рухаецца, пакуль не рэкамбінуе з дзіркай у валентнай зоне. Таму таўшчыня актыўнай вобласці прыблізна роўная сярэдняй адлегласці, якую праходзіць электрон да рэкамбінацыі з дзіркай (для GaAs гэта каля 1 мкм пры $V \sim 1{,}5$ В).

Такім чынам, лазер на гомапераходзе ўяўляе сабой паўправадніковы дыёд з шырынёй актыўнай вобласці 100–200 мкм і даўжынёй 200–500 мкм. І хоць таўшчыня яе складае каля 1 мкм, у выніку дыфракцыі папярочны памер пучка дасягае 5 мкм, і ён даволі далёка пранікае ў *p* і *n* вобласці, дзе моцна паглынаецца. З гэтай прычыны парогавая шчыльнасць току з'яўляецца высокай (10^5 А/см^2) і лазер не можа працаваць у бесперапынным рэжыме пры пакаёвай тэмпературы. Патрабуецца ахаладжэнне. Таму паўправадніковыя лазеры шырока не выкарыстоўваліся, пакуль не быў распрацаваны лазер на двайным гетэрапераходзе (рыс. 13.3). Слой металу тут абмежаваны дыэлектрыкам, таму ток цячэ толькі ў вузкай палосцы шырынёй 5–10 мкм.

У гэтым лазеры рэалізаваны два пераходы паміж рознымі матэрыяламі: $Ga_{0,7}Al_{0,3}As(p) - GaAs$ і $GaAs - Ga_{0,7}Al_{0,3}As(n)$. Актыўная вобласць – гэта тонкі слой GaAs (0,1–0,3 мкм). Парогавая шчыльнасць току для такой структуры прыблізна на два парадкі меншая, чым для гомапераходу (~10^3 А/см^2). Таму гэты лазер можа працаваць пры пакаёвай тэмпературы. Лазерны пучок амаль не паглынаецца ў слоі $Ga_{0,7}Al_{0,3}As$. Паказчык пераламлення GaAs ($n \approx 3{,}6$) значна большы, чым $Ga_{0,7}Al_{0,3}As$ ($n \approx 3{,}4$), што



Рыс. 13.3. Канструкцыя паўправадніковага лазера на двайным гетэрапераходзе

прыводзіць да стварэння хваляводнай структуры. У якасці люстэркаў рэзанатара такога лазера служаць сколы крышталю (граніцы раздзелу). З-за вялікага паказчыка пераламлення каэфіцыент адбіцця іх дасягае 35 %.

Даўжыня хвалі генерацыі паўправадніковых лазераў звычайна ляжыць у дыяпазоне 0,405–0,89 мкм. Актыўна распрацоўваюцца лазеры з больш кароткімі даўжынямі хваляў. Вялікую цікавасць для валаконна-аптычнай сувязі маюць паўправадніковыя лазеры з даўжынямі хваляў 1,3 і 1,6 мкм: у гэтых абласцях найменшае паглынанне кварцавых валаконных светлаводаў.

Пучок на выхадзе з лазера эліптычны ў сячэнні (1×5 мкм) і дыфракцыйна абмежаваны. Разыходжанне яго ў плоскасці, паралельнай пераходу, у 5 разоў меншае, чым у перпендыкулярнай плоскасці (тут яно складае да 45°). Для таго каб кампенсаваць гэты астыгматызм, распрацаваны спецыяльныя аб'ектывы.

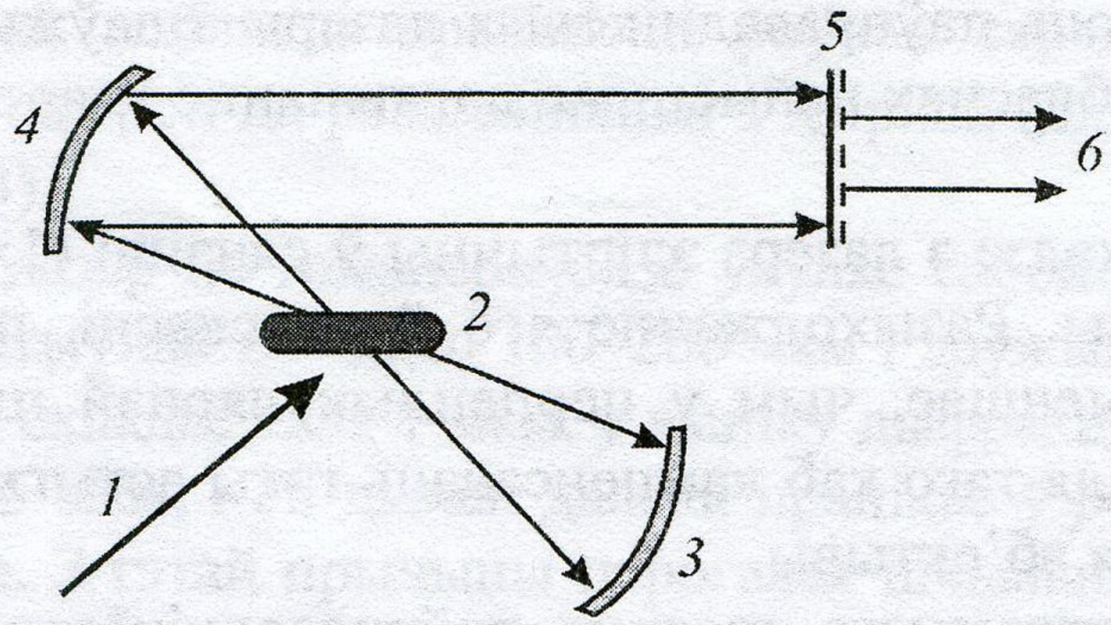
Каэфіцыент карыснага дзеяння паўправадніковых лазераў дасягае 60 % (тэарэтычна можа быць да 70 %).

13.2. Лазеры на фарбавальніках

Лазеры на фарбавальніках вядомы з 1966 г. Актыўным рэчывам у іх з'яўляюцца растворы арганічных фарбавальнікаў (часцей за ўсё спіртавыя ці водныя). Гэтыя лазеры працуюць у шырокім дыяпазоне даўжыняў хваляў ад блізкага ультрафіялетавага да блізкага інфрачырвонага і дазваляюць атрымаць плаўную змену частаты генерацыі ў дыяпазоне некалькіх дзесяткаў нанаметраў. Рэжым генерацыі можа быць бесперапынным, імпульсным і імпульсна-перыядычным. Энергія імпульсаў дасягае сотняў джоўляў, а магутнасць у бесперапынным рэжыме – дзесяткі ват. Даўжыня імпульсаў у рэжыме сінхранізацыі мод можа складаць менш за 1 пс.

Зараз вядома некалькі сотняў фарбавальнікаў, здольных даваць генерацыю. Пад тэрмінам «фарбавальнік» разумеюць складанае арганічнае злучэнне, якое валодае інтэнсіўнымі палосамі паглынання ў бачнай ці бліжняй ультрафіялетавай вобласці спектра.

Узбуджэнне актыўнага рэчыва ў лазерах на фарбавальніках можа ажыццяўляцца з дапамогай спецыяльных лямпаў з кароткім імпульсам, але найлепшыя вынікі дае лазернае ўзбуджэнне. Для яго ў імпульсным рэжыме выкарыстоўваюцца другая гармоніка рубінавага лазера (0,347 мкм), а таксама другая (0,53 мкм), трэцяя (0,353 мкм) і чацвёртая (0,265 мкм) гармонікі неадымавага лазера. У бесперапынным рэжыме для ўзбуджэння выкарыстоўваюць аргонавы лазер, выпрамяненне якога факусіруюць у вобласць з памерамі 10–100 мкм. Для таго каб пазбегнуць тэрмааптычных неаднароднасцей у актыўным рэчыве і вынікаў фотадэструкцыі фарбавальніка, патрабуецца пастаянная замена актыўнага рэчыва з такой хуткасцю, каб за некалькі мікрасекунд поўнасцю абнавіць актыўную вобласць. Для гэтага з дапамогай сапла спецыяльнай формы ствараюць тонкі плоскапаралельны струмень раствору фарбавальніка пад вуглом Брустэра да аптычнай восі рэзанатара (рыс. 13.4).



Рыс. 13.4. Схема лазера на фарбавальніку з узбуджэннем аргонавым лазерам:
1 – прамень аргонавага лазера; 2 – струмень фарбавальніка (накіраваны перпендыкулярна плоскасці рысунка); *3*, *4* – глухія сферычныя люстэркі; *5* – паўпразрыстае люстэрка; *6* – выхадны пучок

Прамень аргонавага лазера факусіруецца ў пятно дыяметрам каля 10 мкм у струмені (шырыня яго ~ 200 мкм). Звычайна ў рэзанатар дадаткова ставяць прызму, каб змяняць частату генерацыі. Найбольш шырока распаўсюджаным фарбавальнікам для такіх лазераў з'яўляецца радамін 6Ж, які дае генерацыю ў дыяпазоне 0,55–0,65 мкм. Магчыма выкарыстанне таксама цвёрдых растворaў фарбавальнікаў у палімерах накшталт полістыролу і поліметылметакрылату.

14. ЛАЗЕРЫ ВЯЛІКАЙ МАГУТНАСЦІ

Лазеры вялікай магутнасці распрацоўваліся для прымянення ў тэхналогіі і вайсковай справе. Для нас жа цікавы прынцыпы работы такіх лазераў.

14.1. Эксімерныя лазеры

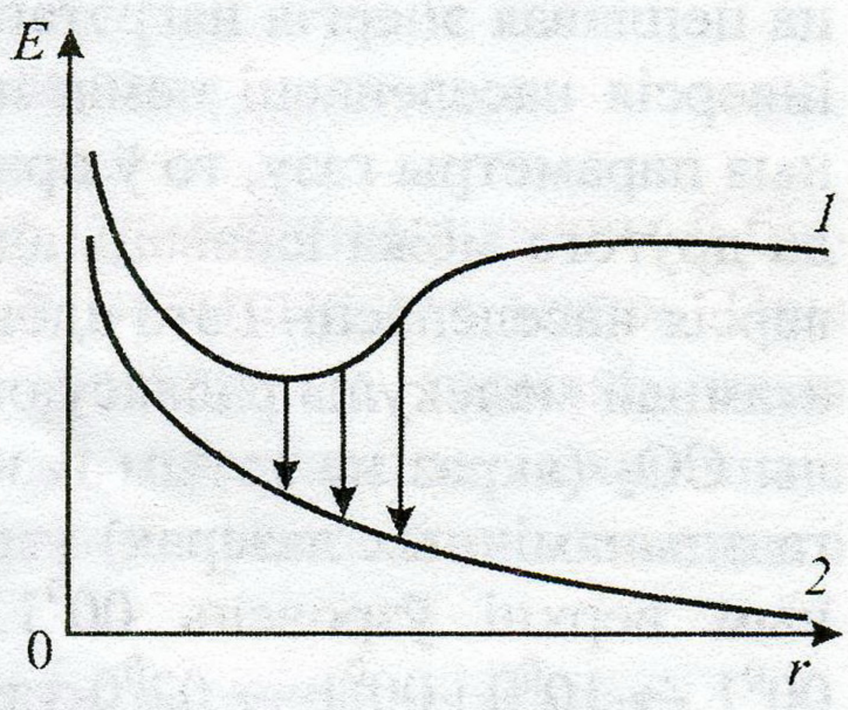
Эксімерамі называюць малекулы, якія ў няўзбуджаным стане не існуюць. Крывыя патэнцыяльнай энергіі сувязі атамаў эксімера паказаны на рыс. 14.1. Генерацыя ў іх атрымліваецца пры пераходзе з верхняга ўзроўню (звязанага) на ніжні, які адпавядае распаду малекулы, бо асноўны стан адпавядае адпіхванню атамаў.

Найбольш вядомыя эксімеры – гэта злучэнні інертных газаў з галоідамі. Электронная абалонка ў інертных газаў цалкам запоўнена, а ў галоідаў не хапае аднаго электрона. Калі пры ўзбуджэнні інертнага газу электрон пераходзіць на больш высокую арбіталь, то атам становіцца нечым падобным на шчолачны метал з адным электронам на знешняй абалонцы і ўступае ў хімічную сувязь з галоідам.

Асаблівасцю эксімерных лазераў з'яўляецца тое, што ніжні ўзровень заўсёды застаецца пустым. А з-за таго, што не існуе дакладна вызначаных энергетычных узроўняў, лазерны пераход з'яўляецца шырокапалосным, што дазваляе змяняць частату генерацыі ў межах некалькіх нанаметраў.

Найбольш распаўсюджаны эксімерныя лазеры на KrF (λ = 0,248 мкм), XeCl (λ = = 0,308 мкм) і XeF (λ = 0,351 мкм). Гэтыя лазеры працуюць у дыяпазоне ультрафіялетавага выпрамянення. Узбуджэнне ў іх адбываецца з дапамогай электроннага пучка або электрычнага разраду (як у ТЕА CO_2-лазеры).

Эксімерныя лазеры звычайна працуюць у імпульсна-перыядычным рэжыме з частатой імпульсаў да 1 кГц і маюць сярэднюю магутнасць да 100 Вт. Каэфіцыент карыснага дзеяння іх каля 1 %.



Рыс. 14.1. Залежнасць патэнцыяльнай энергіі сувязі атамаў эксімера *E* ад міжатамнай адлегласці *r* для ўзбуджанага (*1*) і няўзбуджанага (*2*) стану

14.2. Хімічныя лазеры

Інверсія населенасці ў хімічных лазерах ствараецца непасрэдна ў выніку хімічнай рэакцыі. Звычайна гэта рэакцыя гарэння. Генерацыя ў іх адбываецца на вагальна-вярчальных узроўнях, таму дыяпазон даўжыняў хваляў генерацыі 2–10 мкм. Хімічныя лазеры могуць быць вельмі магутнымі. Так, лазеры на HF даюць магутнасць да 10 кВт у бесперапынным рэжыме і да некалькіх кіладжоўляў у імпульсе. Каэфіцыент карыснага дзеяння дасягае 10 %.

Найбольш вядомымі хімічнымі лазерамі з'яўляюцца лазеры на HF (λ = 2,6–3,3 мкм), DF (дэйтэрый-фтор), HCl і HBr (λ = 3,5–5,0 мкм).

Узбуджэнне ў лазеры на HF адбываецца ў выніку хімічнай рэакцыі

$$F + H_2 \rightarrow HF^* + H.$$

Пры гэтай рэакцыі выдзяляецца шмат цеплаты (31,6 ккал/моль), што і пераводзіць малекулу HF ва ўзбуджаны стан. Асноўнай часткай лазера з'яўляецца камера згарання, у якую з аднаго боку праз шматлікія соплы падаюцца асобныя кампаненты, а з другога – выходзяць прадукты згарання (адбываецца пастаянная змена актыўнага рэчыва). Аптычныя восі люстэркаў рэзанатара перпендыкулярныя газаваму патоку.

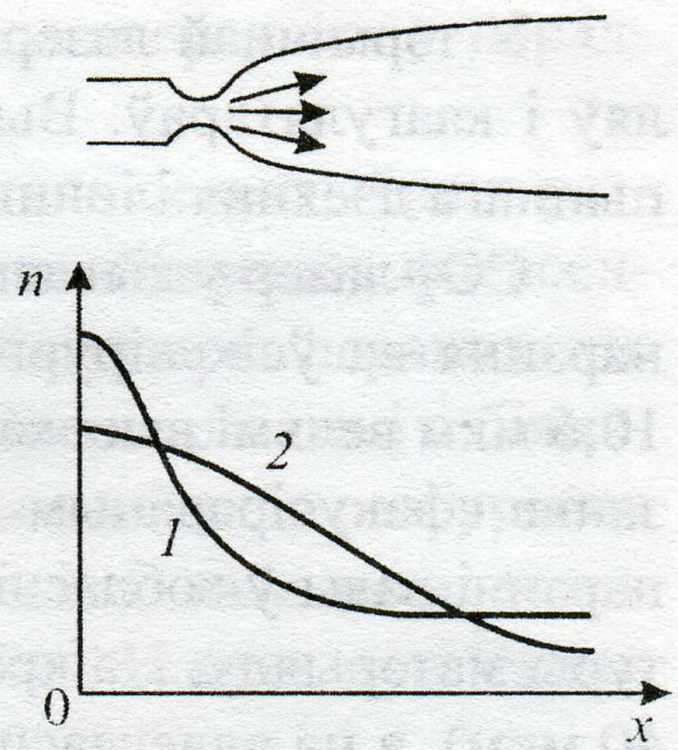
Выкарыстанне такіх лазераў вельмі абмежавана з-за тэхнікі бяспекі (фтор – вельмі небяспечнае рэчыва).

14.3. Газадынамічныя лазеры

У газадынамічных лазерах крыніцай энергіі выпрамянення з'яўляецца цеплавая энергія нагрэтага малекулярнага газу. У раўнаважным стане інверсія населенасці немагчыма. Але калі рэзка змяніць тэрмадынамічныя параметры газу, то ў працэсе пераходу ад аднаго раўнаважнага стану да другога можа існаваць адрэзак часу, на працягу якога ўтвараецца інверсія населенасці. Гэта адбываецца, калі розныя вагальныя моды шмататамнай малекулы рэлаксуюць з рознай хуткасцю. Напрыклад, у малекулы CO_2 (якраз на гэтым газе часцей за ўсё атрымліваюць генерацыю ў газадынамічных лазерах) узроўні 10^00 і 02^00 рэлаксуюць значна хутчэй, чым верхні ўзровень 00^01. Таму генерацыя магчыма на пераходах $00^01 \rightarrow 10^00$ і $00^01 \rightarrow 02^00$ з тымі ж даўжынямі хваляў, што і ў звычайным CO_2-лазеры.

Інверсія ствараецца пры хуткім ахаладжэнні газу, нагрэтага да высокай тэмпературы. Такое ахаладжэнне рэалізуецца, калі газ са звышгукавой хуткасцю выцякае праз спецыяльнае сапло (рыс. 14.2). Звышгукавое рас-

шырэнне рэзка зніжае тэмпературу і ціск газу за час меншы, чым час жыцця верхняга лазернага ўзроўню. Таму на нейкай адлегласці ад вузкай часткі сапла будзе існаваць зона з інверсіяй населенасці. Тут і ставяцца люстэркі рэзанатара (вось рэзанатара перпендыкулярная газаваму патоку).



Рыс. 14.2. Профіль сапла газадынамічнага лазера і населенасці ніжняга (*1*) і верхняга (*2*) узроўняў уздоўж сапла

Актыўнае рэчыва газадынамічнага лазера часцей за ўсё складаецца з сумесі CO_2, N_2 і H_2O (замест гелію). Працэс узбуджэння – гэта гарэнне вокісу вугляроду з вадародам у паветры (пры гэтым у прадуктах згарання атрымліваюцца неабходныя рэчывы). Тэмпература атрыманай газавай сумесі перавышае 2000 °С. Выкарыстоўваецца таксама гарэнне ацэтылену і прыроднага газу ў паветры, пры якім атрымліваюцца патрэбная тэмпература і склад актыўнага рэчыва.

Магутнасць газадынамічных лазераў дасягае 200 кВт у бесперапынным рэжыме. Удзельны энергаздым складае да 80 Вт/см^3 актыўнага рэчыва; каэфіцыент карыснага дзеяння – некалькі працэнтаў.

15. ПРЫМЯНЕННЕ ЛАЗЕРАЎ

Прымяненне лазераў пашыраецца разам з развіццём навукі і тэхналогій. Разгледзім асноўныя вобласці, дзе выкарыстанне лазераў дае значны эфект.

15.1. Лазеры ў медыцыне

Лазернае выпрамяненне можа выклікаць спецыфічныя змены ў біялагічнай тканцы, што і выкарыстоўваецца ў медыцынскіх мэтах. Пры ўздзеянні лазернага выпрамянення могуць паскарацца тэрмахімічныя працэсы, ініцыіравацца фотахімічныя рэакцыі, праяўляцца механічныя эфекты і біястымуляцыя. У адпаведнасці з гэтымі эфектамі знаходзяцца і вобласці прымянення лазераў у медыцыне.

1. Тэрмічная лазерная хірургія (каагуляцыя, рассячэнне тканак).
2. Нетэрмічная лазерная мікрахірургія на аснове аптычнага прабою.
3. Фотахіміятэрапія пухлінаў.
4. Біястымуляцыя (зажыўленне ран, апёкаў, язваў, лазерная акупунктура).

У тэрмічнай лазернай хірургіі лазеры ўжываюцца ў якасці скальпеляў і каагулятараў. Выкарыстоўваюцца CO_2-лазер, неадымавы беспера-пыннага дзеяння і іонныя (Ar^+, Kr^+).

CO_2-лазер ужываецца ў якасці лазернага скальпеля для рэзання і выпарэння ва ўсіх хірургічных аперацыях. Паглынанне на дыўжыні хвалі 10,6 мкм вельмі высокае, бо цела чалавека на 80 % складаецца з вады. Рэзанне сфакусіраваным лазерным пучком адбываецца пры ўзрыўным выпарэнні вады ў вобласці факусіроўкі, што прыводзіць да разбурэння структуры матэрыялу. На краі разрэзу ўтвараецца тонкі некратычны слой (30–40 мкм), а на адлегласці 300–600 мкм ужо не бывае пашкоджанай тканкі. У гэтай зоне каагуляцыі тонкія крывяносныя сасуды самі закрываюцца.

Пры выкарыстанні лазернага скальпеля магчыма аперацыя на вельмі мяккіх тканках без іх фіксавання. Значна (на 70–90 %) змяншаюцца страты крыві. Разам з тым апаратура вельмі дарагая. Хуткасць рэзання ніжэйшая ў параўнанні са звычайным скальпелем. Зажываюць раны больш павольна з-за тэрманекрозу краёў.

Хірургічныя інструменты на аснове CO_2-лазера зараз выпускаюцца ў даволі шырокім асартыменце. Падвод лазернага пучка да зоны рэзання ў іх ажыццяўляецца з дапамогай маніпулятара, які складаецца з люстэркаў, устаноўленых на шарнірах, і оптыкі для факусіроўкі пучка.

Выпрамяненне неадымавага лазера пранікае даволі глыбока ў біялагічныя тканкі. Таму такія лазеры ўжываюцца ў асноўным у якасці каагулятараў для спынення кровацячэнняў і для некратызацыі паталагічна змененых частак розных органаў. Да таго ж перадача выпрамянення праводзіцца праз гібкія валаконныя светлаводы, што дазваляе выкарыстаць гэты лазер для спынення страўнікава-кішэчных кровацячэнняў.

Іонныя газавыя лазеры (Ar^+, Kr^+) ужываюцца ў асноўным для каагуляцыі, што звязана з высокім паглынаннем гемаглабіну ў сіне-зялёнай вобласці спектра. Выпрамяненне іх слаба паглынаецца вадой, таму ўздзеянне магчыма праводзіць праз жывыя тканкі. Найбольш шырока гэта выкарыстоўваецца ў афтальмалогіі для фотакаагуляцыі і ўздзеяння на заднюю сценку вока. Выкарыстоўваюць такія лазеры і для фотакаагуляцыі ў страўнікава-кішэчным тракце, лячэння пашкоджанняў скуры.

Нецеплавая лазерная мікрахірургія заснавана на аптычным прабоі пры шчыльнасці магутнасці выпрамянення $\approx 10^{10}$ Вт/см^2. Пры гэтым адбываецца іанізацыя з утварэннем плазмы. Ствараецца ўдарная хваля, якая прыводзіць да разбурэння тканак вакол факальнага пятна (месца факусіроўкі пучка). Аптычны прабой узнікае і ў аптычна празрыстых рэчы-

вах. Выкарыстоўваецца гэты метад у асноўным пры аперацыях у пярэдняй частцы вока.

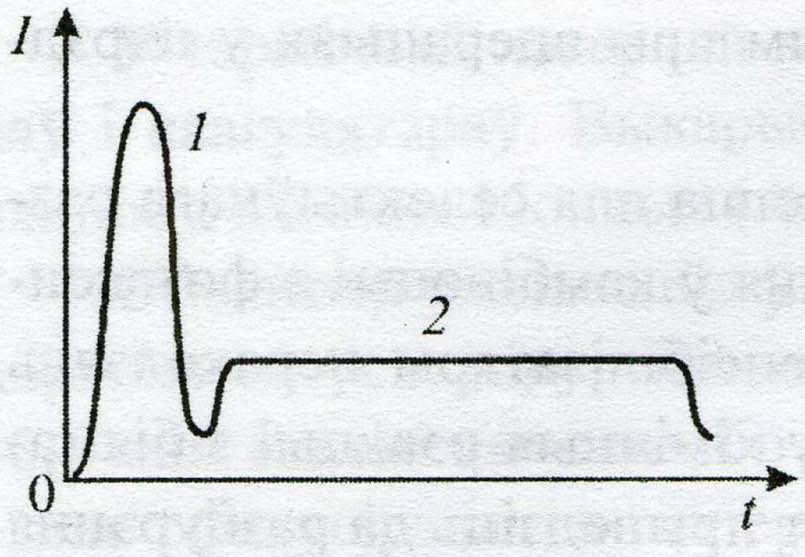
Фотахіміятэрапія пухлінаў выкарыстоўваецца для селектыўнага разбурэння тканак шляхам светлавога апрамянення ў камбінацыі з фотасенсібілізацыяй. Пры ўздзеянні выпрамянення сенсібілізатары пераходзяць ва ўзбуджаны стан (рэактыўны) і ўступаюць у хімічныя рэакцыі з біямалекуламі клетачнай сістэмы, што ў рэшце рэшт прыводзіць да разбурэння тканак. У якасці сенсібілізатараў выбіраюцца рэчывы, якія назапашваюцца ў хворай ці патагеннай тканцы, таму здаровая тканка пры гэтым працэсе практычна не пашкоджваецца.

Біястымуляцыя з дапамогай лазераў (у асноўным гелій-неонавых і паўправадніковых) выкарыстоўваецца ў такіх галінах медыцыны, як тэрапія, оталарынгалогія, дэрматалогія, стаматалогія, артралогія, неўралогія, траўматалогія. Пры ўздзеянні лазернага выпрамянення (у асноўным мадуляванага з частотамі ад 1 Гц да некалькіх кілагерцаў) магчыма дасягненне абязбольваючага, процізапаленчага і супрацьацёчнага эфектаў, стымуляванне мікрацыркуляцыі і рэгенерацыі. Паўправадніковыя лазеры для медыцынскіх мэт працуюць у асноўным у дыяпазоне 0,8–0,9 мкм і глыбіня пранікнення іх пучкоў у цела дасягае 7 см, што дазваляе ўздзейнічаць на ўнутраныя органы без зондаў і хваляводаў.

15.2. Лазерная апрацоўка матэрыялаў

Асноўныя віды аперацый, дзе ўжываецца лазерная апрацоўка, – гэта зварка, рэзка і сверлаванне, паверхневая загартоўка і легіраванне. Перавагі лазернага выпрамянення выяўляюцца ў тым, што магчыма стварэнне высокай шчыльнасці патоку выпрамянення. Пры гэтым зона прагрэву адносна невялікая, адсутнічаюць механічныя дэфармацыі і памяншаюцца хімічныя змяненні рэчываў. Награванне з'яўляецца некантактным, таму магчыма рэзка вельмі мяккіх матэрыялаў (тэкстыльныя вырабы, пенапласт, дрэва) і апрацоўка ў цяжкадаступных месцах.

Разгледзім узаемадзеянне лазернага выпрамянення з рэчывам. Пры нармальных умовах паглынанне святла ў рэчыве апісваецца законам Бугера. Але пачынаючы з пэўнай шчыльнасці энергіі выпрамянення (крытычнай, або парогавай інтэнсіўнасці), з'яўляецца анамальна вялікае паглынанне. Пры перавышэнні парогавай інтэнсіўнасці паглынаць святло пачынаюць нават празрыстыя ў нармальных умовах рэчывы. Крытычная інтэнсіўнасць залежыць ад даўжыні хвалі лазернага выпрамянення,



Рыс. 15.1. Форма імпульсу лазернага выпрамянення для апрацоўкі матэрыялаў: *1* – стартавы імпульс; *2* – рабочы імпульс

характарыстык пучка, матэрыялу і складае $\approx 10^8$ Вт/см^2. Пры інтэнсіўнасці вышэй крытычнай вельмі добра паглынаюць практычна ўсе рэчывы. Таму пры лазернай апрацоўцы выгадна перавесці рэчыва ў паглынальны стан з дапамогай кароткага і магутнага імпульсу, а затым знізіць яго інтэнсіўнасць да неабходнай велічыні (рыс. 15.1).

Для металу пры шчыльнасці магутнасці выпрамянення $\approx 10^5$ Вт/см^2 адбываецца плаўленне, $\approx 10^7$ Вт/см^2 – кіпенне, $\approx 10^9$ Вт/см^2 утвараецца плазма. Канцэнтрацыя зараджаных часцінак у ёй вельмі высокая, таму выпрамяненне пачынае адбівацца ад яе, і лазерная апрацоўка пры такіх інтэнсіўнасцях немагчыма.

Лазерная зварка – гэта зварка метадам плаўлення, таму шчыльнасць магутнасці выпрамянення не павінна перавышаць $\approx 10^6$–10^7 Вт/см^2, інакш матэрыял пачне кіпець і выкідвацца з месца ўздзеяння пучка. Для зваркі прымяняюць неадымавыя і CO_2-лазеры. Звычайна неадымавым лазерам зварваюць малагабарытныя тонкія дэталі таўшчынёй да 1 мм. Магутнасць CO_2-лазера можа дасягаць сотні кілават, таму ён прыгодны для зваркі лістоў таўшчынёй да 20 мм. З дапамогай лазера зварваюць такія матэрыялы, як алюміній з меддзю, нікелем і золатам, медзь са сталлю і нікелем, золата з крэмніем і германіем і г. д. Лазерная зварка, асабліва ў дакладнай механіцы і оптыцы, мае наступныя перавагі:

- з дапамогай кіравання энергіяй у часе магчыма зварваць практычна ўсе матэрыялы адзін з другім;
- адсутнічае механічны кантакт з месцам зваркі;
- практычна адсутнічае цеплавое ўздзеянне на дэталь;
- зварка магчыма ў недаступных месцах – праз шкло, у глухіх адтулінах і г. д.;
- вельмі добра кантралюецца геаметрыя зварнога шва.

Пры сверлаванні з дапамогай лазера выпрамяненне падаецца ў выглядзе кароткіх імпульсаў з высокай частатой. Дыяметр атрыманых адтулін прыкладна адпавядае дыяметру лазернага пучка. Можна атрымліваць адтуліны з адносінамі глыбіні да шырыні, роўнымі 10 : 1. У залежнасці ад энергіі імпульсу і матэрыялу ў металах магчыма атрымаць адтуліны дыяметрам 0,01–0,50 мм. Аптымальная шчыльнасць магутнасці выпрамянення $\approx 10^7$–10^8 Вт/см^2. Пры гэтым даўжыня імпульсу не павінна перавышаць некалькіх мікрасекунд. Найбольшыя перавагі з'яўляюцца пры

сверлаванні адтулін у цвёрдых і крохкіх матэрыялах. Гэта, напрыклад, алмазныя фільеры для вырабу дроту, рубінавыя камяні для гадзіннікаў, кераміка, цвёрдыя сплавы. Мінімальны дыяметр адтулін дасягае 3 мкм.

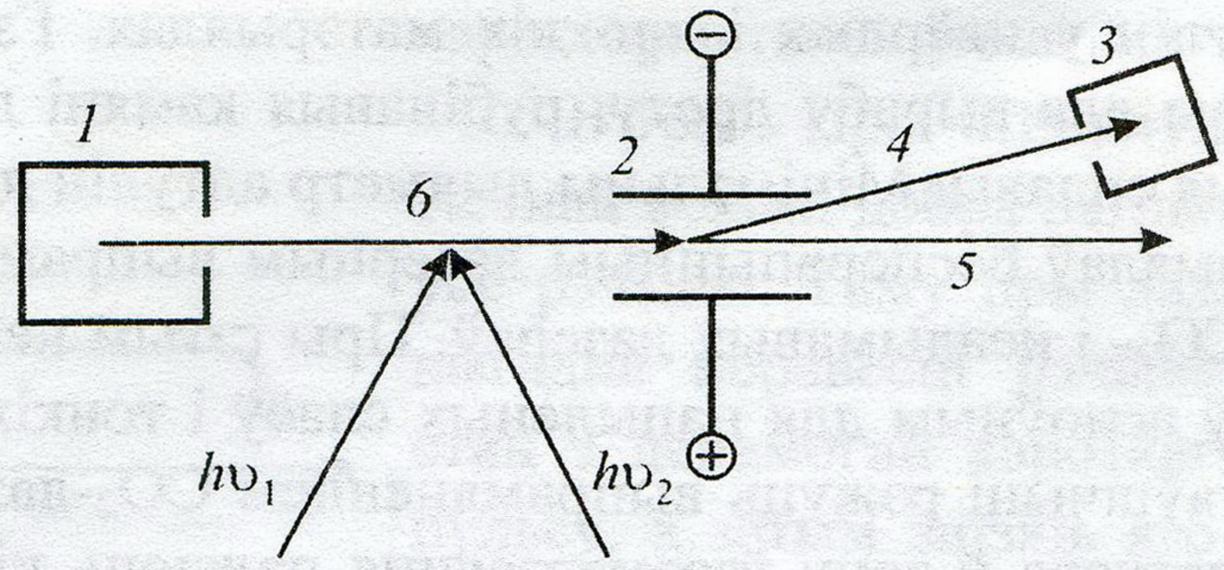
Рэзка матэрыялаў бесперапынным лазерным выпрамяненнем робіцца з дапамогай CO_2- і неадымавых лазераў. Пры гэтым неадымавыя лазеры ўжываюцца ў асноўным для напыленых слаёў і тонкіх плёнак. Матэрыялы вялікай таўшчыні рэжуць выпрамяненнем CO_2-лазера. У працэсе рэзкі металу дадаткова ў зону ўзаемадзеяння падаюць кісларод – выкарыстоўваецца экзатэрмічная рэакцыя кісларод – метал.

Такія матэрыялы, як папера, дрэва, скура, пластмасы, тканіна, разбураюцца пад уздзеяннем лазернага выпрамянення (сублімацыйная рэзка). Некаторыя рэчывы расплаўляюцца або растрэскваюцца ад цеплавога ўдару. Па гэтым прынцыпе адбываецца рэзка шкла, каштоўных камянёў, керамікі. Звычайна да месца рэзкі разам з лазерным пучком падаецца струмень газу (кааксіяльна). Пры гэтым газавы паток абараняе факусіравальную лінзу ад пары, што ўтвараецца пры апрацоўцы матэрыялу, і ахалоджвае кромкі рэзу. Часам выкарыстоўваюць хімічна пасіўныя газы, каб не дапусціць запальвання лёгкагаручых рэчываў. Таўшчыня зазору, што ўтвараецца пры рэзцы, складае 0,1–0,7 мм. Адносіны глыбіні рэзання да таўшчыні дасягаюць 100 : 1.

Лазерную рэзку выкарыстоўваюць у тых выпадках, калі звычайныя тэхналогіі не дазваляюць атрымаць адпаведны вынік або з'яўляюцца вельмі дарагімі. Напрыклад, рэзка поліметылметакрылату (арганічнае шкло) забяспечвае адначасовую паліроўку кромкі. Рэзка тэхнічных тканін забяспечвае пераплаўленне кромак рэзу. Магчыма рэзка складаных профіляў на дрэве.

15.3. Лазерная фотахімія

Пры ўздзеянні лазернага выпрамянення на рэчывы можа адбывацца ініцыіраванне і паскарэнне некаторых хімічных рэакцый, дысацыяцыя малекул і полімерызацыя. Найбольш часта ў хімічнай тэхналогіі выкарыстоўваюць лазеры для раздзялення ізатопаў. Эканамічна мэтазгоднай лазерная тэхналогія раздзялення можа быць толькі для рэчываў, якія ў дастаткова вялікай колькасці патрабуюцца для прамысловасці. Перш за ўсё гэта уран ^{235}U і дэйтэрый D для ядзерных рэактараў. Сам прынцып лазернага раздзялення заснаваны на ізатапічным зруху спектральных ліній. З-за таго што ў атамаў розных ізатопаў аднаго і таго ж рэчыва розныя масы ядраў, узроўні энергіі электронаў у іх таксама трохі не супадаюць. Таму з дапамогай лазернага выпрамянення ва ўзбуджаны стан маг-



Рыс. 15.2. Раздзяленне ізатопаў метадам фотаіанізацыі:
1 – печка; *2* – сістэма адхілення пучка; *3* – калектар; *4* – зараджаны пучок; *5* – нейтральны пучок; *6* – вобласць узаемадзеяння з лазернымі пучкамі

чыма перавесці толькі атамы аднаго з ізатопаў, у той час як атамы другога ізатопа застануцца няўзбуджанымі. Затым пры ўздзеянні выпрамянення іншага лазера адбываецца фотаіанізацыя ўзбуджаных атамаў і далей іх выдзяляюць, прыклаўшы электрычнае поле перпендыкулярна руху атамнага пучка (рыс. 15.2).

Для раздзялення ізатопаў урану метадам фотаіанізацыі з дапамогай спецыяльнай печы трэба атрымаць атамны пучок. Затым уздзейнічаюць на яго ксенонавым (Xe) лазерам ($\lambda = 0{,}3781$ мкм), які ўзбуджае толькі ізатоп ^{235}U. Потым з дапамогай крыптонавага (Kr) лазера ($\lambda = 0{,}35$ мкм) іанізуюць гэты ізатоп і электрычным полем адхіляюць зараджаныя іоны ў спецыяльны калектар, дзе ён накапліваецца.

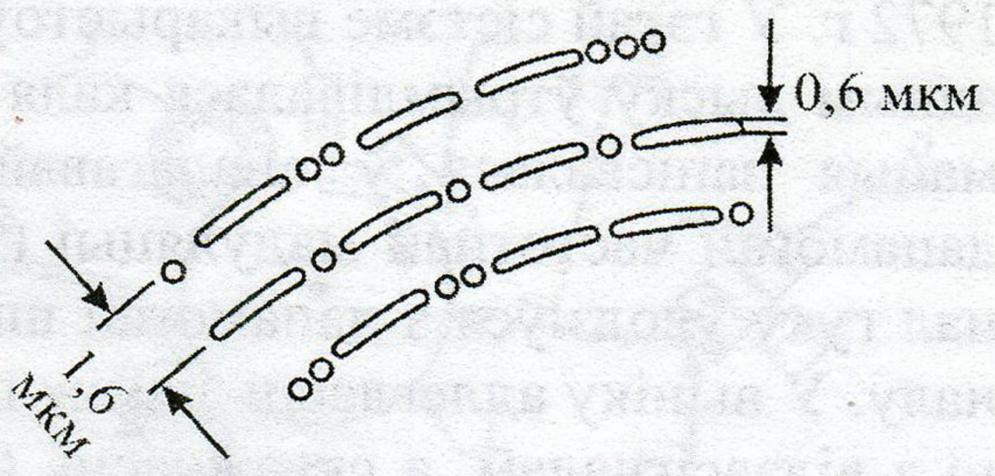
Магчыма выкарыстанне выбарачнай дысацыяцыі, калі з дапамогай лазера ўзбуджаюць малекулы, у склад якіх уваходзіць патрэбны ізатоп, а наступнае ўздзеянне лазернага выпрамянення прыводзіць да дысацыяцыі ўзбуджаных малекул: $^{235}UF_6 + h\upsilon \rightarrow {}^{235}UF_6^* + h\upsilon \rightarrow {}^{235}U + F$.

Падрабязную інфармацыю па гэтым пытанні можна знайсці ў рабоце У. Дзьюлі (1986).

15.4. Лазерныя дыскавыя сістэмы

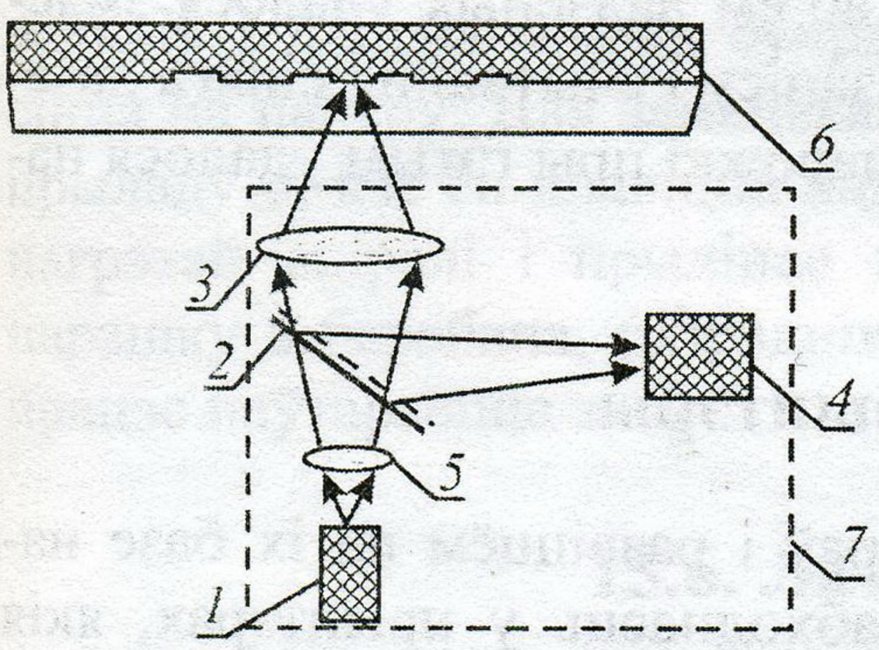
Самым масавым прымяненнем лазераў на сённяшні дзень з'яўляюцца сістэмы кампакт-дыскаў (CD). На маленькім дыску дыяметрам 12 см запісваюць высакаякасныя фанаграмы лічбавым метадам. Такія ж дыскі выкарыстоўваюцца ў якасці носьбітаў інфармацыі для камп'ютэраў (CD-ROM), а дыскі з аднаразовым ці шматразовым запісам замяняюць звычайныя магнітныя дыскеты. На кампакт-дысках запісваюць камп'ютэрныя гульні, відэафільмы, энцыклапедыі. Такі дыск практычна не зношва-

ецца пры эксплуатацыі, бо пры счытванні няма непасрэднага кантакту паверхні дыска з галоўкай. Інфармацыя на кампакт-дыску размяшчаецца па спіралі, якая называецца дарожкай (як у грамзапісе). Дарожка складаецца з асобных ямак (пітаў). Шырыня піта складае 0,6 мкм, а адлегласць паміж суседнімі віткамі дарожкі – 1,6 мкм. Глыбіня рэльефу – каля 0,1 мкм (рыс. 15.3).



Рыс. 15.3. Размяшчэнне пітаў на дарожцы дыска

Паверхня лазернага дыска, на якой знаходзяцца ямкі-піты, металізаваная і пакрытая ахоўным празрыстым слоем. Пры пападанні сфакусіраванага лазернага пучка на піт інтэнсіўнасць адбітага назад святла змяншаецца з-за інтэрферэнцыі адбітай хвалі ад дна і краёў паглыблення. Калі ж лазерны пучок не падае на піт, усё святло адбіваецца назад. Такім чынам, пры перамяшчэнні пучка ўздоўж дарожкі счытваюцца нулі і адзінкі лічбавага сігналу. Галоўка счытвання (рыс. 15.4) складаецца з лазера, аптычнай сістэмы і фотадэтэктара. Паўправадніковы лазер на аснове GaAlAs з двайной гетэраструктурай дае выпрамяненне з даўжынёй хвалі 0,8 мкм. Лазерны пучок факусіруецца на металізаванай паверхні дыска *6* з паглыбленнямі. Адбіты ад паверхні пучок з дапамогай люстэрка *2* падае на фотадэтэктар, дзе пераўтвараецца ў электрычны сігнал. Дыск круціцца, а галоўка счытвання перамяшчаецца адпаведна з дарожкай. «Нулі» адпавядаюць нізкаму ўзроўню сігнала, «адзінкі» – высокаму, таму дарожка складаецца з пітаў і прамежкаў паміж імі дыскрэтнай даўжыні. Даўжыня запісанай на адным дыску фанаграмы складае каля 1 гадзіны. Калі пералічыць на аб'ём лічбавай інфармацыі, то атрымаем каля 650 Мбайт. Таму кампакт-дыскі вельмі добра падыходзяць для захоўвання інфармацыі ў якасці пастаянных запамінальных уладжанняў (ПЗУ), бо разам з вялікім аб'ёмам памяці тут магчыма атрымаць вельмі хуткі доступ. Фармат ПЗУ на кампакт-дысках (CD-ROM) стандартызаваны і сумяшчальны з гукавым. Таму на камп'ютэрах з дыскаводам (CD-ROM) ёсць магчымасць прайграваць гукавыя дыскі.



Рыс. 15.4. Схема галоўкі счытвання кампакт-дыска:
1 – лазер; *2* – паўпразрыстае люстэрка; *3* – аб'ектыў; *4* – фотадэтэктар; *5* – аб'ектыў лазера; *6* – кампакт-дыск; *7* – корпус галоўкі

Першая відэадыскавая сістэма Laser Vision (LV) была распрацавана яшчэ ў

1972 г. У гэтай сістэме выкарыстоўваліся дыскі дыяметрам 30 і 20 см. На адным дыску ўтрымлівалася каля гадзіны відэаінфармацыі. Відэаінфармацыя запісвалася ў аналагавай форме. Відэасігнал кадзіраваўся з дапамогай частотнай мадуляцыі (ЧМ) з нясучай частатой 7,5 МГц. Сігнал гуку ўводзіўся з дапамогай шыротна-імпульснай мадуляцыі ЧМ сігналу. У выніку адлегласць паміж цэнтрамі пітаў змянялася ў адпаведнасці з відэасігналам, а скважнасць (адносіны даўжыні пітаў да адлегласці паміж імі) – у адпаведнасці з гукавым сігналам.

Сучасны стандарт дыскаў для запісу лічбавай інфармацыі – DVD быў прыняты ў 1995 г. DVD расшыфроўваецца як *Digital Versatile Disk* (лічбавы шматфункцыянальны дыск), аднак часта гэтую абрэвіятуру расшыфроўваюць як *Digital Video Disk*, што звязана з галоўным на сённяшні дзень прымяненнем DVD-дыскаў як носьбітаў відэаінфармацыі.

Знешне DVD-дыск не адрозніваецца ад CD, але канструкцыя яго больш складаная. Для павелічэння ёмістасці былі зроблены наступныя змены:

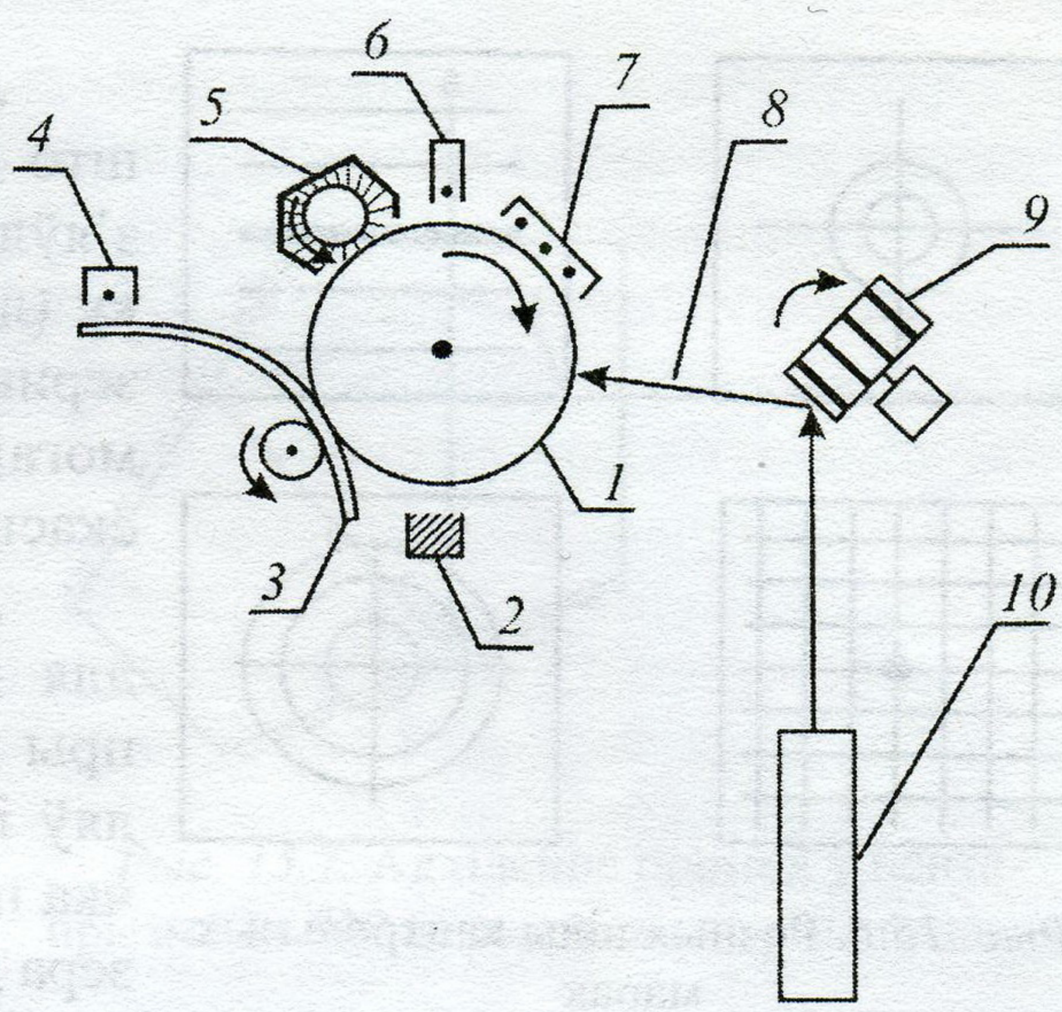
- паменшаны памер пітаў да 0,4 мкм;
- паменшана адлегласць паміж суседнімі віткамі дарожкі да 0,74 мкм;
- дабаўлена магчымасць размяшчэння інфармацыі ў некалькі слаёў.

Усё гэта стала магчыма дзякуючы выкарыстанню для счытвання DVD лазера з больш кароткай даўжынёй хвалі. Выкарыстоўваюцца тут паўправадніковыя лазеры з $\lambda = 0{,}65$ і $\lambda = 0{,}635$ мкм з двайной факусіроўкай для счытвання інфармацыі з двух слаёў.

У 2002 г. быў стандартызаваны новы фармат – *Blu-Ray Disc*. Гэта перазапісваемы дыск дыяметрам 12 см, на адзін слой і адзін бок якога памяшчаецца да 27 Гбайт інфармацыі. Такі аб'ём дадзеных удалося змясціць на дыску дзякуючы прымяненню для запісу і счытвання сіняга лазера з даўжынёй хвалі 0,405 мкм. Шырыню дарожкі пры гэтым удалося паменшыць да 0,32 мкм.

15.5. Лазерныя прынтэры

З павелічэннем магутнасці камп'ютэраў і развіццём на іх базе настольных выдавецкіх сістэм з'явілася неабходнасць у прынтэрах, якія друкавалі б хутка і з высокай якасцю. Матрычныя ўдарныя і струменныя прынтэры такім патрабаванням не адпавядалі, таму было распрацавана новае пакаленне друкарскіх прылад на аснове электрафатаграфічнага метаду. Яны атрымалі назву лазерных прынтэраў, бо крыніцай святла ў іх служыць лазер. Хуткасць іх вельмі высокая, а якасць друку такая, як у



Рыс. 15.5. Прынцыповая схема лазернага прынтэра:
1 – барабан з фотаправодным слоем; *2* – прылада для нанясення фарбавальнага парашку; *3* – папера; *4* – прылада для плаўлення парашку; *5* – ачышчальнік; *6* – разраднік; *7* – зараднік; *8* – лазерны прамень; *9* – шматграннае люстэрка; *10* – лазер

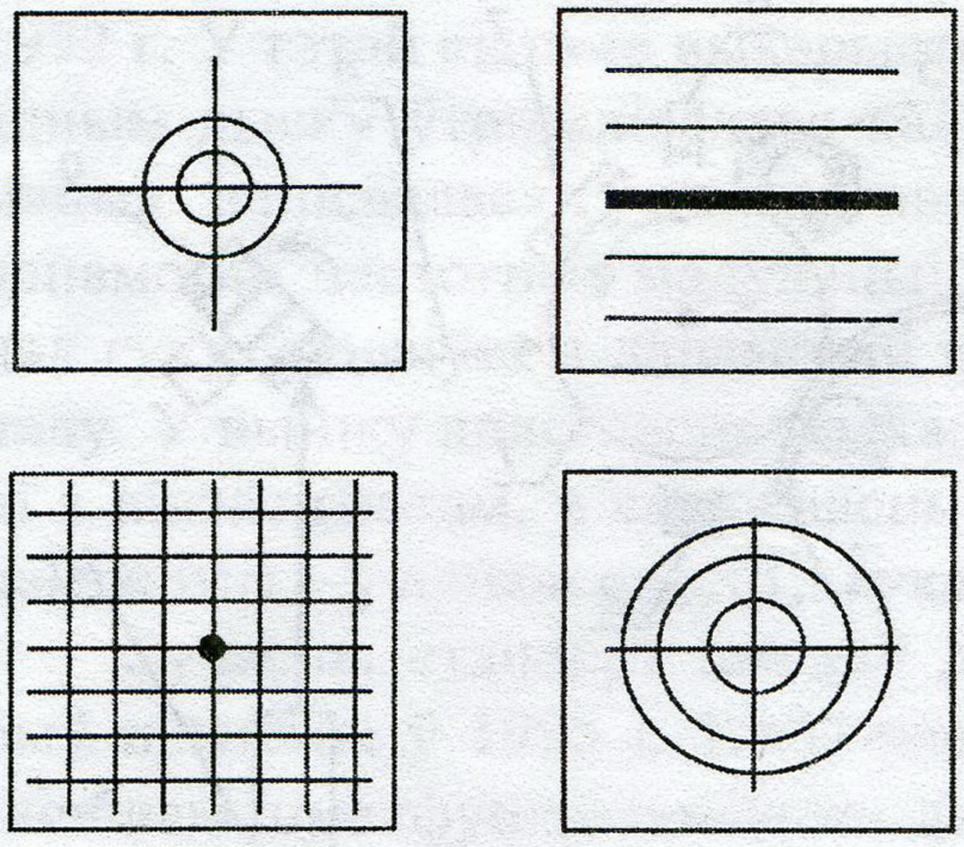
паліграфіі, – да 1200 пунктаў на дзюйм (DPI). Распрацаваны таксама каляровыя лазерныя прынтэры.

Схема лазернага прынтэра прыведзена на рыс. 15.5.

Барабан з фотаправодным слоем *1* круціцца з пастаяннай вуглавой хуткасцю. Зараднік *7* зараджае паверхню фотаправадніка. Зараджаная паверхня пракручваецца праз прыладу экспанавання, якая складаецца з лазера *10* і шматграннага люстэрка *9*, якое круціцца. Экспанаваныя ўчасткі разраджаюцца ў той час, як астатняя паверхня захоўвае зарад. Фарбавальнік у выглядзе электрастатычна зараджанага парашку падаецца з дапамогай прылады *2* (так званага картрыджу) і прыліпае толькі да разраджаных участкаў, бо мае зарад такі ж, як зараджаная паверхня. Папера *3* атрымлівае электрычны зарад і падаецца да барабана *1*. Фарбавальнік і папера маюць супрацьлеглыя знакі зарадаў, таму ён пераносіцца на паперу. Для замацавання фарбавальніка папера праходзіць праз прыладу *4*, дзе ён плавіцца пад дзеяннем інфрачырвонага выпрамянення нагрэтай спіралі і прыліпае да паперы. Ачышчальнік *5* збірае лішак парашку з барабана, разраднік *6* разраджае паверхню фотаправадніка, і працэс паўтараецца зноў.

15.6. Лазеры ў будаўніцтве

Дзякуючы такім уласцівасцям лазерных пучкоў, як малое разыходжанне і высокая шчыльнасць магутнасці, яны выкарыстоўваюцца для стварэння апорных ліній і плоскасцей пры правядзенні будаўнічых і мантажных работ. Для гэтых мэт найбольш падыходзяць гелій-неонавыя і паўправадніковыя лазеры.



Рыс. 15.6. Розныя віды кантрольных марак

Асноўнымі лазернымі прыладамі, што выкарыстоўваюцца ў будаўніцтве, з'яўляюцца лазерны ўказальнік напрамку (лазерны візір), лазерны нівелір, лазерны праектар (для стварэння з дапамогай светлавога пучка апорных плоскасцей) і лазерны тэадаліт.

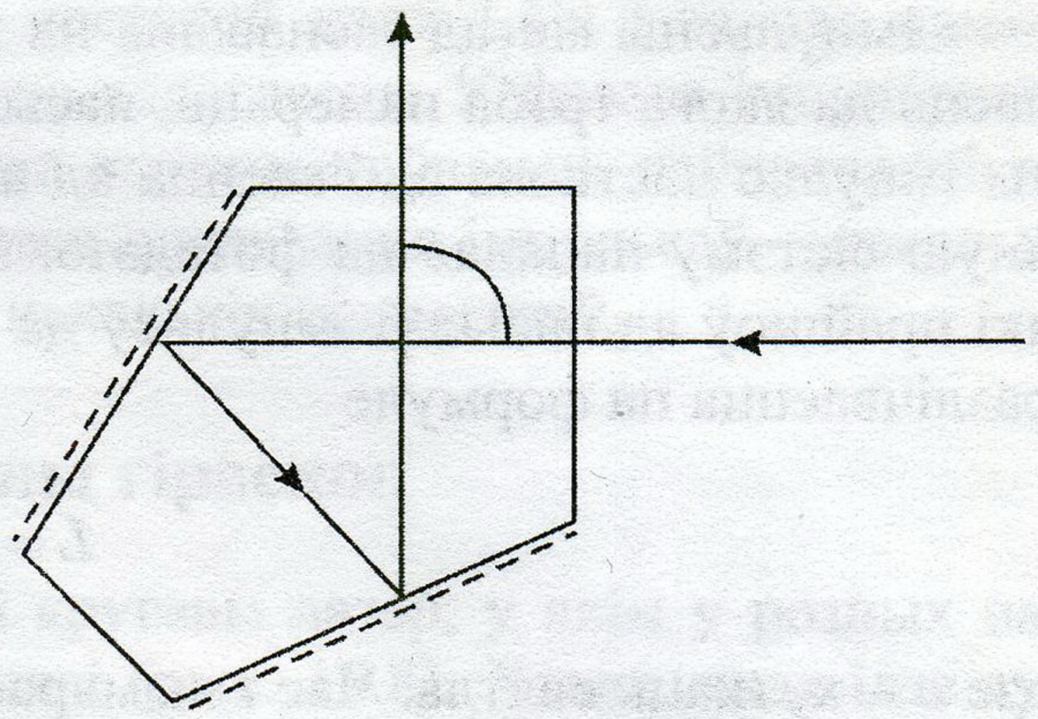
Лазерны візір выкарыстоўваецца для стварэння бачнай аптычнай восі пры будаўніцтве каналаў, дарог, тунэляў і г. д. Разыходжанне лазернага пучка пры дыяметры 1 мм на выхадзе з лазера дастаткова значнае (~0,5 мрад). Таму для выкарыстання яго на вялікія адлегласці ў лазерным візіры патрабуецца ставіць тэлескапічную сістэму. Такая сістэма павялічвае дыяметр пучка ў 10–30 разоў і ў столькі ж разоў памяншае вугал разыходжання. Акрамя таго, з'яўляецца магчымасць факусіраваць пучок на адлегласці ад некалькіх метраў да некалькіх сотняў метраў у пятно з дыяметрам некалькі міліметраў. Дальнасць дзеяння лазерных візіраў залежыць ад умоў знешняга асвятлення (яркае сонца, напрыклад, яе памяншае) і можа дасягаць 1 км. Для вызначэння каардынат апорнага пучка выкарыстоўваюцца візірныя маркі (спецыяльныя экраны) (рыс. 15.6) пры візуальным кантролі і фотаэлектрычныя датчыкі пры электронным кантролі. У апошнім выпадку дакладнасць і дальнасць дзеяння значна ўзрастаюць.

Лазерныя нівеліры выкарыстоўваюцца для вымярэння высотнага становішча канструкцый, для ўказання і ўстаноўкі будаўнічых элементаў, нівеліроўкі паверхні. Яны ствараюць гарызантальную ці нахіленую пад пэўным вуглом апорную лінію або плоскасць. Прамень лазера, які ідзе ад нівеліра, з'яўляецца базісам для ўказання зададзенай вышыні. Лазерныя нівеліры выстаўляюцца ў гарызантальную плоскасць або з дапамогай вадкасных пузырковых узроўняў уручную, або аўтаматычна (электронны ўзровень). Існуе шмат розных канструкцый лазерных нівеліраў, але ўсе яны дзеляцца на дзве групы:

- аптычныя нівеліры з лазерным акулярам ці лазернай насадкай;
- аўтаматычныя лазерныя нівеліры.

У першай групе асновай канструкцыі з'яўляецца звычайны аптычны нівелір, а лазерны пучок уводзіцца ў зрокавую трубу нівеліра і ідзе па яе восі да аб'екта. Пры гэтым нябачная раней лінія візіравання замяняецца добра бачным лазерным промнем.

Лазерныя тэадаліты дазваляюць атрымліваць дакладную ўстаноўку лазернага промня не толькі ў вертыкальным, але і ў гарызантальным напрамку. З іх дапамогай праводзяць дакладную расстаноўку будаўнічых канструкцый, ствараюць апорныя лініі для вымярэння ўнутры будынкаў, пры земляных работах і арыентаванні будаўнічых машын.



Рыс. 15.7. Адхіленне промня ў пентапрызме на 90° незалежна ад вугла падзення

Лазерныя праектары выкарыстоўваюцца пры мантажы зборных жалезабетонных канструкцый у будаўніцтве, пракладцы дарог, для кіравання будаўнічымі машынамі пры планіроўцы паверхняў, нівеліраванні падмуркаў і падлогі і іншых работах, дзе патрабуецца правядзенне вымярэнняў ад апорных плоскасцей.

Для атрымання гарызантальных, вертыкальных ці нахіленых пад зададзеным вуглом апорных плоскасцей у лазерным праектары выкарыстоўваюць аптычныя пераўтваральнікі напрамку. Асновай праектара з'яўляецца часцей за ўсё лазерны візір ці лазерны нівелір, які дае накіраваны лазерны прамень. Аптычны пераўтваральнік напрамку складаецца з пентапрызмы (рыс. 15.7), якая круціцца на падшыпніках, і электрамеханічнага прывода. Пентапрызма адхіляе пучок строга на 90° і дзякуючы кручэнню прызмы ён рухаецца такім чынам, што ствараецца апорная плоскасць.

Сучасныя лазерныя праектары маюць аўтаматычную ўстаноўку гарызантальнай плоскасці, лічбавы ўвод вуглоў нахілу і плаўную рэгуліроўку колькасці абаротаў (звычайна ў дыяпазоне 0–10 абаротаў за секунду). Такія прылады забяспечваюць дакладнасць вымярэнняў ±2 мм на адлегласці 50 м.

15.7. Лазерныя дальнамеры

Лазерныя дальнамеры дазваляюць вымяраць адлегласць да 20 км з дакладнасцю да 5 м. Існуе шмат распрацовак такіх дальнамераў для розных адлегласцей, з рознай дакладнасцю вымярэння і пабудаваных на розных прынцыпах. Найбольш распаўсюджанымі метадамі вымярэння адлегласці ў лазерных дальнамерах з'яўляюцца імпульсны, фазавы і фазава-імпульсны.

Імпульсны метад заснаваны на тым, што ў напрамку аб'екта, адлегласць да якога трэба памераць, пасылаецца кароткі лазерны імпульс. Гэты імпульс часткова адбіваецца ад аб'екта, вяртаецца назад і праз аптычную сістэму пападае на фотадэтэктар. Электронная схема фіксуе час t, які прайшоў ад пасылкі імпульсу да яго вяртання. Адлегласць да аб'екта разлічваецца па формуле

$$L = \frac{ct}{2},$$

дзе c – хуткаць святла. Час t вымяраецца з дакладнасцю да 10^{-9} с, адкуль пагрэшнасць вымярэння атрымліваем 15 см.

Па такім прынцыпе працуюць артылерыйскія, танкавыя і партатыўныя вайсковыя дальнамеры, якія знаходзяцца на ўзбраенні ўсіх сучасных армій. У іх часцей за ўсё выкарыстоўваюцца рубінавыя і неадымавыя лазеры. Даўжыня лазернага імпульсу складае звычайна каля 20 нс, а магутнасць 1–2 МВт. Максімальная адлегласць вымярэння 5–20 км.

Фазавы метад вымярэння адлегласці грунтуецца на тым, што інтэнсіўнасць лазернага пучка, пасланага да аб'екта, мадуліруюць па сінусаідальным законе. Адбіты сігнал прыходзіць на фотадэтэктар з фазай, якая залежыць ад адлегласці. Зрух фазы паміж пасланым і прынятым пучкамі вымяраецца з дакладнасцю 1°, што пры частаце мадуляцыі 10 МГц дае памылку ў вымярэннях каля 5 см. Але адназначнасць у вымярэнні фазы магчыма толькі ў межах 2π радыян, таму для вымярэння вялікіх адлегласцей выкарыстоўваюць дзве ці тры маштабныя частаты. Спачатку адбываецца грубае вымярэнне, а затым дакладнае, для якога неабходна інфармацыя першага вымярэння аб колькасці цэлых цыклаў. Адлегласць разлічваецца па формуле

$$L = n\frac{\lambda}{2} + \frac{(\varphi_0 - \varphi)\lambda}{4\pi},$$

дзе n – колькасць цэлых цыклаў зруху фазы; φ_0 – фаза выхаднога пучка; φ – фаза адбітага сігнала.

На такім прынцыпе будуюцца ў асноўным геадэзічныя дальнамеры. У іх выкарыстоўваюцца паўправадніковыя лазеры на арсенідзе галію або гелій-неонавыя лазеры магутнасцю некалькі міліват. З дапамогай такіх дальнамераў вымяраюць адлегласці да некалькіх кіламетраў. Пры гэтым неабходна карыстацца спецыяльнымі рэфлектарамі, якія ставяцца ў месцы вымярэння і адбіваюць пучок строга назад.

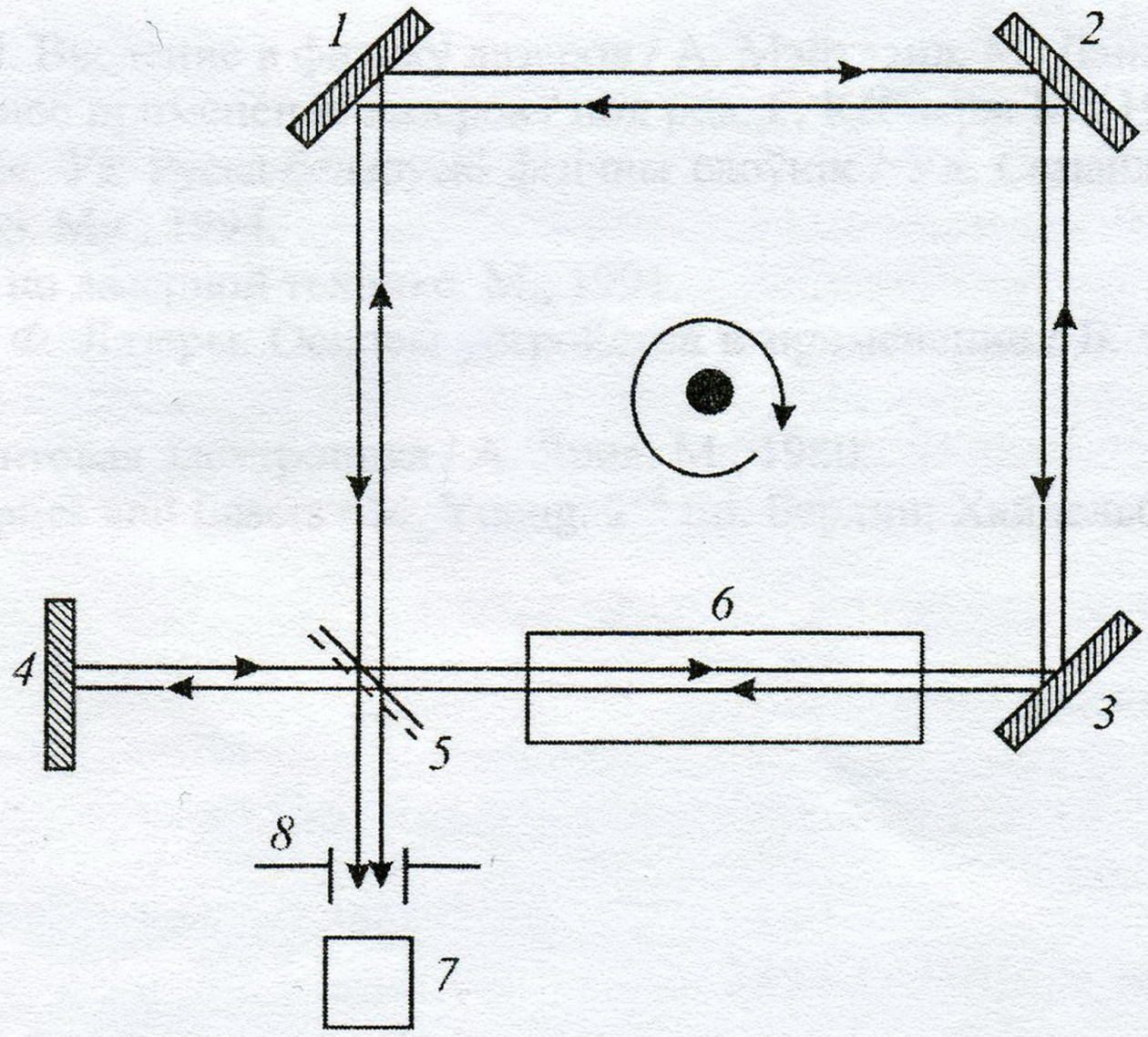
Пры вымярэнні адлегласці да аб'ектаў, якія рухаюцца, выкарыстоўваюць фазава-імпульсныя дальнамеры. Справа ў тым, што імпульсныя

дальнамеры звычайна працуюць з частатой каля 1 Гц і за час паміж імпульсамі аб'ект праходзіць значную адлегласць. У фазава-імпульсных дальнамерах у якасці крыніцы святла выкарыстоўваюць паўправадніковыя лазеры на арсенідзе галію. Частата следавання імпульсаў – некалькі кілагерц; дальнасць вымярэння – да некалькіх кіламетраў.

15.8. Лазерны гіраскоп

Лазерны гіраскоп уяўляе сабой кругавы лазер, у якім у розных напрамках распаўсюджваюцца дзве хвалі (рыс. 15.8). Хваля, якая ідзе супраць гадзіннікавай стрэлкі, выходзіць праз паўпразрыстае люстэрка *5*. Хваля, што распаўсюджваецца па гадзіннікавай стрэлцы, выходзіць спачатку праз паўпразрыстае люстэрка *5*, затым адбіваецца ад люстэркаў *4* і *5*, складваецца з першай хваляй і стварае разам з ёй інтэрферэнцыйную карціну на дыяфрагме *8*.

Калі такі лазер пачаць круціць вакол восі, перпендыкулярнай плоскасці рэзанатара, то частата хвалі, якая распаўсюджваецца ў напрамку кручэння, будзе адрознівацца ад частаты хвалі, якая ідзе ў процілеглым напрамку. У выніку інтэрферэнцыйная карціна, якую ствараюць дзве



Рыс. 15.8. Схема аптычнай часткі лазернага гіраскопа:
1, *2*, *3*, *4* – глухія люстэркі; *5* – паўпразрыстае люстэрка; *6* – актыўнае рэчыва лазера; *7* – фотадэтэктар; *8* – дыяфрагма

гэтыя хвалі на дыяфрагме *8*, «бяжыць», а па фотадэтэктары *7* па чарзе праходзяць цёмныя і светлыя палосы. На выхадзе фотадэтэктара атрымліваецца пераменны электрычны сігнал, частата якога лінейна залежыць ад хуткасці вярчэння гіраскопа. Падлічыўшы колькасць імпульсаў, можна знайсці вугал павароту гіраскопа.

Першы лазерны гіраскоп на аснове гелій-неонавага лазера меў падобную канструкцыю і памеры 1,5 × 1,5 м. Калі яго круцілі з хуткасцямі ад 2 да 600° у хвіліну, то частата на выхадзе змянялася ад 500 Гц да 150 кГц. Сучасныя гіраскопы маюць малыя памеры і маналітнае выкананне. Перавага іх перад звычайнымі механічнымі гіраскопамі – у высокай дакладнасці (памылка 10^{-3} градуса ў гадзіну) – на два парадкі лепш за механічныя, няма адчувальнасці да лінейнага паскарэння. Час уключэння лазернага гіраскопа складае 1–2 с, а для раскруткі ротара механічнага гіраскопа патрэбна 3–10 хвілін.

ЛІТАРАТУРА

Асноўная

Звелто, О. Принципы лазеров / О. Звелто. М., 1990.

Карлов, Н. В. Лекции по квантовой электронике / Н. В. Карлов. М., 1980.

Кочмарек, Ф. Введение в физику лазеров / Ф. Кочмарек. М., 1981.

Тарасов, Л. В. Физика процессов в генераторах когерентного оптического излучения / Л. В. Тарасов. М., 1981.

Тарасов, Л. В. Лазеры и их применение / Л. В. Тарасов. М., 1983.

Дадатковая

Александров, П. С. Введение в теорию групп / П. С. Александров. М., 1980.

Дьюли, У. Лазерная технология и анализ материалов / У. Дьюли. М., 1986.

Зверев, Г. М. Лазеры на кристаллах и их применение / Г. М. Зверев, Ю. Д. Голяев. М., 1994.

Мэйтлэнд, А. Введение в физику лазеров / А. Мэйтлэнд, М. Данн. М., 1978.

Промышленное применение лазеров / под ред. Г. Кёбнера. М., 1988.

Самайлюковіч, Ул. Руска-беларускі фізічны слоўнік / Ул. Самайлюковіч, Ул. Пазняк, А. Сабалеўскі. Мн., 1994.

Справочник по лазерной технике. М., 1991.

Федоров, Б. Ф. Лазеры. Основы устройства и применение / Б. Ф. Федоров. М., 1988.

Ярив, А. Квантовая электроника / А. Ярив. М., 1980.

Young, M. Optics and Lasers / M. Young. 2nd Ed. Берлин; Хайдельберг; Нью-Йорк; Токио, 1984.

ЗМЕСТ

УВОДЗІНЫ 3

1. ПРЫНЦЫПЫ РАБОТЫ ЛАЗЕРА 4

1.1. Спантаннае выпрамяненне 4
1.2. Вымушанае выпрамяненне 5
1.3. Паглынанне 6
1.4. Адваротная сувязь і генерацыя 6

2. УЛАСЦІВАСЦІ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОЎ 8

2.1. Монахраматычнасць 8
2.2. Кагерэнтнасць 9
2.3. Накіраванасць 10
2.4. Яскравасць 11

3. МЕТАДЫ ЎЗБУДЖЭННЯ АКТЫЎНАГА РЭЧЫВА 11

4. АПТЫЧНАЕ ЎЗБУДЖЭННЕ 13

4.1. Каэфіцыенты Эйнштэйна 13
4.2. Каэфіцыент паглынання 15
4.3. Двухузроўневая мадэль рэчыва 16
4.4. Трохузроўневая мадэль рэчыва 17
4.5. Чатырохузроўневая мадэль рэчыва 18
4.6. Узмацненне святла ў складаных арганічных злучэннях 19

5. ПАШЫРЭННЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛІНІЙ 21

5.1. Аднароднае пашырэнне 21
5.2. Узмацненне святла ў сістэмах з аднародным пашырэннем 22
5.3. Узмацненне святла ў рэчывах з неаднародным пашырэннем спектральных ліній 25

6. АПТЫЧНЫЯ РЭЗАНАТАРЫ 26

6.1. Тыпы рэзанатараў 26
6.2. Аксіяльныя моды 27
6.3. Папярочныя моды 29
6.4. Гаўсавы пучкі 30
6.5. Дыяграма стабільнасці рэзанатараў 32

6.6. Лазеры з размеркаванай адваротнай сувяззю 33
6.7. Селекцыя мод 34
6.8. Кагерэнтнасць лазерных крыніц святла 35
6.9. Шматслойныя дыэлектрычныя люстэркі 36

7. СТАЦЫЯНАРНАЯ ГЕНЕРАЦЫЯ 37

7.1. Магутнасць генерацыі 37
7.2. Парог генерацыі 39
7.3. Аптымальная сувязь рэзанатара 40

8. ДЫНАМІЧНЫЯ ПРАЦЭСЫ Ў ЛАЗЕРАХ 41

8.1. Балансныя раўнанні 41
8.2. Рэжым свабоднай генерацыі 43
8.3. Пічковая структура выпрамянення 45

9. ГЕНЕРАЦЫЯ ГІГАНЦКІХ ІМПУЛЬСАЎ 46

9.1. Магутнасць генерацыі 46
9.2. Актыўнае пераключэнне страт 48
9.3. Пасіўнае пераключэнне страт 49
9.4. Разгрузка рэзанатара 50

10. СІНХРАНІЗАЦЫЯ МОД 50

10.1. Прынцыпы сінхранізацыі 50
10.2. Актыўная сінхранізацыя мод 53
10.3. Пасіўная сінхранізацыя мод 54

11. ЦВЁРДАЦЕЛЬНЫЯ ЛАЗЕРЫ 55

11.1. Лазер на рубіне 55
11.2. Неадымавы лазер 56

12. ГАЗАВЫЯ ЛАЗЕРЫ 57

12.1. Гелій-неонавы лазер 58
12.2. Аргонавы лазер 59
12.3. CO_2-лазер 60
12.4. Лазер на парах медзі 62
12.5. Гелій-кадміевы лазер 63

13. ШЫРОКА РАСПАЎСЮДЖАНЫЯ ЛАЗЕРЫ 64

13.1. Паўправадніковыя лазеры 65
13.2. Лазеры на фарбавальніках 67

14. ЛАЗЕРЫ ВЯЛІКАЙ МАГУТНАСЦІ 69

14.1. Эксімерныя лазеры 69
14.2. Хімічныя лазеры 70
14.3. Газадынамічныя лазеры 70

15. ПРЫМЯНЕННЕ ЛАЗЕРАЎ 71
15.1. Лазеры ў медыцыне 71
15.2. Лазерная апрацоўка матэрыялаў 73
15.3. Лазерная фотахімія 75
15.4. Лазерныя дыскавыя сістэмы 76
15.5. Лазерныя прынтэры 78
15.6. Лазеры ў будаўніцтве 79
15.7. Лазерныя дальнамеры 81
15.8. Лазерны гіраскоп 83
ЛІТАРАТУРА 85

Вучэбнае выданне

Сташкевіч Ігар Вячаслававіч

ФІЗІКА ЛАЗЕРАЎ

Дапаможнік
для студэнтаў фізічнага факультэта

Рэдактар *Л. В. Руткоўская*
Мастак вокладкі *А. П. Пратасеня*
Тэхнічны рэдактар *Т. К. Рамановіч*
Карэктар *Г. М. Добыш*
Комп'ютэрная вёрстка *С. М. Ягоравай*

Падпісана да друку 12.05.2006. Фармат 60×84/16. Папера афсетная. Гарнітура Таймс.
Друк афсетны. Ум. друк. арк. 5,11. Ул.-выд. арк. 5,15. Тыраж 100 экз. Зак. 539

Беларускі дзяржаўны універсітэт.
Ліцэнзія на ажыццяўленне выдавецкай дзейнасці
№ 02330/0056804 ад 02.03.2004.
220050, Мінск, праспект Незалежнасці, 4.

Надрукавана з арыгінала-макета заказчыка.
Рэспубліканскае унітарнае прадпрыемства
«Выдавецкі цэнтр Беларускага дзяржаўнага універсітэта».
Ліцэнзія на ажыццяўленне паліграфічнай дзейнасці
№ 02330/0056850 ад 30.04.2004.
220030, Мінск, вул. Чырвонаармейская, 6.

ISBN 985-485-602-X

9 789854 856025